PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 2 — 15. Januar 1935. Redaktionsschluß für Nr. 4 am 1. Februar 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

R. Jaeger, Wahrer und scheinbarer Schwächungskoeffizient inhomogener Röntgenstrahlung. (Intensitäts- und Dosis-Schwächungskoeffizient.) S. 41.

W. Linke, Eine Bemerkung zur Oberflächenspannungs-Empfindlichkeit von Zähigkeitsmessern. S. 45.

H. Dingler und M. Steck, Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik. S. 46.

H. Ott, Der harmonische Oszillator im Wärmegleichgewicht. S. 51.

F. Kirchner und H. Neuert, Über die Umwandlung von Beryllium durch schnelle Protonen und die Masse des Be^9. S. 54.

H. Kulenkampff, Ein einfaches registrierendes Mikrophotometer. S. 56.

K. Haberl, Eine Vorrichtung zum Umzeichnen von Photogrammen in Intensitätskurven. S. 59.

W. Pupp, Oszillographische Sondenmessungen an laufenden Schichten der positiven Säule von Edelgasen. S. 61.

D. Rădulescu und C. Drăgulescu, Eine merkwürdige allgemeine Beziehung zwischen den Frequenzen der Bandenspektra der aromatischen Kohlenwasserstoffe und deren Abkömmlingen. S. 66.

H. Schulze, Die wahrscheinlichste Ionisationskurve einzelner *Po*-α-Teilchen und das Auftreten großer Ionenmengen am Ende der Reichweite. S. 68.

H. Alterthum u. R. Rompe, Nachtrag zu dem Bericht „Über die Erforschung der freien Alkalimetalle (1930 bis 1933)". S. 69.

Besprechungen:

R. Becker, Theorie der Elektrizität. Band II. Elektronentheorie. S. 69.

Bildwort-Englisch. Technische Sprachhefte. Heft 10. S. 69.

W. Biltz, Raumchemie der festen Stoffe. S. 70.

E. Brüche und O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik. S. 70.

F. Ephraim, Anorganische Chemie. 5. Aufl. S. 70.

W. Grotrian und A. Kopff, Zur Erforschung des Weltalls. S. 71.

R. Pozděna, Meter und Kilogramm. Mathematisch-Physikalische Bibliothek. Reihe I. Bd. 76. S. 71.

Nachrichten. S. 72.

Angebote. S. 72.

ABHANDLUNGEN.

Wahrer und scheinbarer Schwächungskoeffizient inhomogener Röntgenstrahlung.

(Intensitäts- und Dosis-Schwächungskoeffizient.)

Von Robert Jaeger.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Unter dem Schwächungskoeffizienten einer Strahlung für eine bestimmte Substanz versteht man die relative Abnahme, die die Energie oder Intensität dieser Strahlung innerhalb einer sehr dünnen Schicht der Substanz, bezogen auf die Schichtdicke 1 cm, erfährt. In der Praxis werden Schwächungskoeffizienten für Röntgenstrahlen mit Dosismessern bestimmt. Man mißt also im allgemeinen nicht die Abnahme der Intensität I, also den „wahren" Schwächungskoeffizienten, sondern die Abnahme der Dosisleistung D, also einen „scheinbaren" Schwächungskoeffizienten. Versteht man unter der Dosisleistung nach dem neuen Vorschlage von H. Behnken[1]) die pro sec und pro g Luft absorbierte Energie, so besteht zwischen I und D die Beziehung

$$D = \frac{\mu}{\varrho} I, \qquad (1)$$

wo $\frac{\mu}{\varrho}$ den wahren Massen-Schwächungskoeffizienten der Luft bedeutet. Kennt man diesen und die Dosisleistung D an der gleichen Stelle, so läßt sich nach Gleichung (1) die nur schwierig zu messende Intensität I berechnen.

Die sorgfältige Unterscheidung zwischen wahrem und scheinbarem Schwächungskoeffizienten ist wichtig und muß in den verschiedensten Fällen beachtet werden. Hier sei an die Ableitung der spektralen Intensitätsverteilung aus einer gemessenen Absorptionskurve oder an die Bestimmung der Luftabsorption überweicher Strahlen in einer großen Ionisationskammer (sog.

1) H. Behnken, Strahlenther. **50**, 476, 1934. (Bisher war die Dosiseinheit auf das Einheitsvolumen der Luft unter Normalbedingungen bezogen worden. Die Dimension von D ist also jetzt anders als früher.)

Faßkammer) erinnert[1]). Im folgenden soll gezeigt werden, wie man den wahren Schwächungskoeffizienten aus dem scheinbaren, der Messung zugänglichen, berechnen kann.

Alle Betrachtungen gelten ganz allgemein für inhomogene Strahlen. Gibt man allen Größen, die für die Filterdicke $l = 0$ gelten, den Index 0 so ist stets

$$\frac{D}{D_0} = \frac{\mu}{\mu_0} \cdot \frac{I}{I_0}. \tag{2}$$

Da $\mu_0 > \mu$ sein muß, folgt daraus, daß die Intensitätsschwächungskurve oberhalb der Dosisschwächungskurve liegt, wie es die Abb. 1

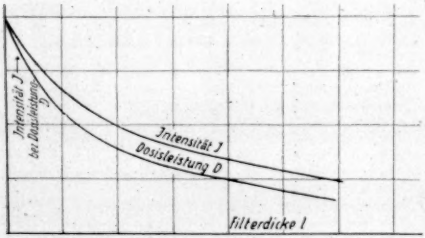


Abb. 1. Verlauf der Intensität und der Dosisleistung in Abhängigkeit von der Filterdicke l.

zeigt. Für homogene Strahlen ist $\mu_l = \mu_0$, also $\frac{D}{D_0} = \frac{I}{I_0}$. Da bei Filterung die inhomogene Strahlung immer homogener wird, so müssen für starke Filterung im logarithmischen Maßstab beide Kurven in konstantem Abstand voneinander und geradlinig verlaufen, d. h. der wahre Schwächungskoeffizient μ und der scheinbare Schwächungskoeffizient μ' müssen gleich werden, wie es die Abb. 2 wiedergibt. Es gilt also $\mu_\infty = \mu'_\infty$.

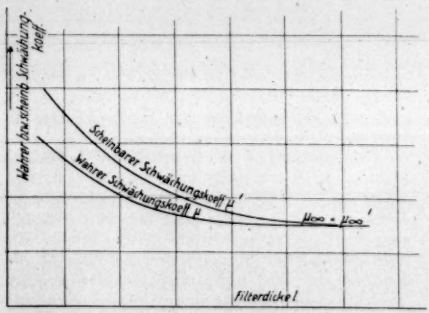


Abb. 2 Verlauf der Intensitätsschwächung (μ) und der Dosisschwächung (μ') in Abhängigkeit von der Filterdicke l.

1) R. Jaeger, Zeitschr. f. techn. Phys. **15**, 39, 1934; Physik. Zeitschr. **35**, 665, 1934.

Die Schwächungskoeffizienten der Filtersubstanz werden mit ν bzw. ν' bezeichnet. Besteht die Filtersubstanz selbst aus Luft, so ist $\mu = \nu$ und $\mu' = \nu'$. Allgemein sind aber die vier Koeffizienten zu unterscheiden. Dann ist, wenn r und r_0 die Abstände des Meßortes von der Strahlenquelle hinter und vor dem Filter bedeuten

$$\frac{I}{I_0}\frac{r^2}{r_0^2} = e^{-\int_0^l \nu\, dl} \tag{3}$$

die Definitionsgleichung für den wahren Schwächungskoeffizienten ν einer inhomogenen Strahlung, und

$$\frac{D}{D_0}\frac{r^2}{r_0^2} = e^{-\int_0^l \nu'\, dl} \tag{4}$$

die Definitionsgleichung für den scheinbaren Schwächungskoeffizienten ν' einer inhomogenen Strahlung.

Hat man es mit verhältnismäßig dünnen Filtern zu tun, so kann $r = r_0$ gesetzt werden, bei langen Filterstrecken dagegen (Luft, Gase) muß das Abstandsverhältnis berücksichtigt werden. Die Aufgabe besteht nun darin, aus dem gemessenen ν' [Gleichung (4)] den wahren Schwächungskoeffizienten ν [Gleichung (3)] zu ermitteln. Zu diesem Zweck wird zunächst das Intensitätsschwächungsverhältnis und Dosenschwächungsverhältnis aus (3) und (4) in Gleichung (2) eingesetzt. Dadurch folgt die Ausgangsgleichung

$$\frac{\mu}{\mu_0} e^{-\int_0^l \nu\, dl} = e^{-\int_0^l \nu'\, dl}.$$

oder in logarithmischer Form

$$\int_0^l \nu\, dl = \int_0^l \nu'\, dl - \ln \frac{\mu_0}{\mu}. \tag{5}$$

Durch Differenzierung von Gleichung (5) erhält man für $l = 0$

$$\nu_0 = \nu'_0 + \frac{1}{\mu_0} \cdot \left(\frac{d\mu}{dl}\right)_{l=0}. \tag{6}$$

$\frac{d\mu}{dl}$ ist negativ, also ist auch $\nu'_0 > \nu_0$ wie es sein muß, da die Dosisleistung stärker geschwächt wird als die Intensität. Um Gleichung (6) lösen zu können, muß man μ als Funktion von l kennen. Man kann dafür die schon mehrfach bewährten Ansätze von der Form $a + be^{-\varkappa l}$ machen, wo a, b und $\varkappa$ Konstanten sind. Man erhält dann für die vier Koeffizienten folgende vier Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \nu &= \nu_\infty + (\nu_0 - \nu_\infty) e^{-\zeta \nu_\infty l}; \\ \nu' &= \nu_\infty + (\nu'_0 - \nu_\infty) e^{-\zeta' \nu_\infty l}; \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

$$\left.\begin{aligned} \mu &= \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty) e^{-\gamma \mu_\infty l}; \\ \mu' &= \mu_\infty + (\mu'_0 - \mu_\infty) e^{-\gamma' \mu_\infty l}. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Gleichung (7) gilt für die Filtersubstanz, Gleichung (8) für Luft. Diese Gleichungen gelten für eine Reihe von Spannungen[1]) und die Konstanten haben innerhalb dieser Spannungsbereiche den gleichen Wert. ν_∞ dagegen und daher auch $\nu_\infty \zeta$ sind für die einzelnen Spannungen verschieden. Die dimensionslose Größe $\nu_\infty l$ bzw. $\mu_\infty l'$ ist allen bei den verschiedenen Spannungen gemessenen Schwächungskurven gemeinsam, l und l' dagegen sind die Koordinaten für die einzelnen Kurven, die für eine bestimmte Spannung gelten.

Außer den obigen Gleichungen (7) und (8) gilt noch eine weitere Beziehung, die sich für die Fälle ergibt, in denen l' die der Filterdicke l äquivalente Luftstrecke ist und deshalb zu setzen ist $\nu_\infty l$ (Filter) $= \mu_\infty l'$ (Luft). Dies muß bei der Bildung des Differentialquotienten $\frac{d\mu}{dl}$ in Gleichung (6) beachtet werden; denn es ist

$$\frac{d\mu}{dl} = \left(\frac{d\mu}{dl'}\right)\left(\frac{dl'}{dl}\right).$$

Bildet man den Differentialquotienten nach Gleichung (8) und geht zu dem Ausdruck $\frac{1}{\mu_0}\left(\frac{d\mu}{dl}\right)_{l=0}$ über, so wird aus Gleichung (6)

$$\nu = \nu' - \gamma\left(1 - \frac{\mu_\infty}{\mu_0}\right)\mu_\infty\left(\frac{dl'}{dl}\right). \qquad (I)$$

Um eine zweite Gleichung zu erhalten, wird die Gleichung (5) unter Benutzung der Gleichungen berechnet. Für $\lim l = \infty$ erhält man

$$\frac{\nu_0 - \nu_\infty}{\nu_\infty \zeta} = \frac{\nu_0' - \nu_\infty}{\nu_\infty \zeta'} - \ln\frac{\mu_0}{\mu_\infty}. \qquad (II)$$

Die Berechnung der wahren Schwächungskoeffizienten μ und ν aus den beiden Gleichungen (I) und (II) ist dann möglich, wenn die Schwächungskoeffizienten der beiden Medien Luft und Filtersubstanz in einem konstanten Verhältnis zueinander stehen, wenn also gilt

$$n \cdot l = l', \quad \nu = n\mu \quad \text{und} \quad \nu' = n\mu'. \qquad (9)$$

Dabei kann auch $n = 1$ sein, wenn nämlich das Filter selbst Luft ist. Ist die Voraussetzung (9) erfüllt, so ist, wie aus (7) und (8) hervorgeht, $\frac{\mu_0}{\mu_\infty} = \frac{\nu_0}{\nu_\infty}$ und $\gamma = \zeta$.

Setzt man dies ein und schreibt außerdem zur Abkürzung $z = \frac{\nu_0}{\nu_\infty}$ und $z' = \frac{\nu_0'}{\nu_\infty'}$, so ist z und ζ aus z' und ζ' zu berechnen.

1) R. Jaeger, Physik. Zeitschr. **36**, 3, 1935.

Aus Gleichung (I) erhält man unter Berücksichtigung, daß $\frac{dl'}{dl} = n$ und $n\mu_\infty = \nu_\infty$ ist, die Gleichung (A) zur Berechnung von ζ

$$\zeta = \frac{z(z' - z)}{z - 1}. \qquad (A)$$

Setzt man den Wert von ζ aus Gleichung (A) in Gleichung (II) ein, so wird

$$\frac{(z-1)^2}{z(z'-z)} + \ln z = \frac{z' - 1}{\zeta'}. \qquad (B)$$

Aus Gleichung (B) wird z, sodann aus Gleichung (A) ζ berechnet. Die Schwächungskoeffizienten der Luft werden daraus mittels des Faktors n ermittelt. Statt l ist dann zu setzen $n \cdot l = l'$.

Als Beispiel wird im folgenden die Ermittlung des wahren Schwächungskoeffizienten von Zellophan und Luft aus dem scheinbaren Schwächungskoeffizienten des Zellophans gezeigt. Dieser ist in einer früheren Arbeit mitgeteilt worden[1]). Die Konstanten der Gleichung für $\frac{\nu'}{\nu_\infty}$ waren $z' = 1{,}90$ und $\zeta' = 1{,}40$. Aus Gleichung (B) folgt daraus der Wert $z = 1{,}433$ (statt $z' = 1{,}90$) und aus Gleichung (A) ergibt sich $\zeta = 1{,}55$ (statt $\zeta' = 1{,}40$). Die Formeln für ν' und ν lauten demnach folgendermaßen

$$\frac{\nu'}{\nu_\infty} = 1 + 0{,}90 \cdot e^{-1{,}40\,\nu_\infty l},$$

$$\frac{\nu}{\nu_\infty} = 1 + 0{,}43_3 \cdot e^{-1{,}55\,\nu_\infty l}.$$

Sie gelten nicht nur für Luft und Zellophan, sondern auch für alle Stoffe, deren Schwächungskoeffizient innerhalb bestimmter Spektralbereiche in einem von der Spannung unabhängigen konstanten Verhältnis zu dem der Luft steht. Dieses ist z. B. der Fall bei Kohle, Aluminium, Wasser und eine Reihe anderer Stoffe (vgl. R. Jaeger l. c.). Das Verhältnis der Koeffizienten für Luft und Zellophan ist 1 : 1000, das der Filterdicken 1000 : 1.

Die wahren und scheinbaren Schwächungskoeffizienten μ und μ' sind in Abb. 3 aufgetragen. Sie zeigt deutlich, wie sich beide Koeffizienten bei wachsender Filterdicke annähern, und zwar früher bei den weichen Strahlen von 6 kV als bei den härteren Strahlen. Aus den Gleichungen für die Schwächungskoeffizienten lassen sich die Schwächungskurven selbst berechnen, indem man die Ausdrücke bildet

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\int_0^l \nu\,dl \quad \text{und} \quad \ln\left(\frac{D}{D_0}\right) = -\int_0^l \nu'\,dl.$$

1) R. Jaeger, Physik. Zeitschr. l. c. S. 42.

Man findet dann für die Intensitätsschwächungskurve

$$\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\left|\nu_\infty l + \frac{0{,}90}{1{,}40}\left(1 - e^{-1{,}40\,\nu_\infty l}\right)\right|$$

und für die Dosisschwächungskurve:

$$\ln\left(\frac{D}{D_0}\right) = -\left|\nu_\infty l + \frac{0{,}433}{1{,}55}\left(1 - e^{-1{,}55\,\nu_\infty l}\right)\right|.$$

Beide Gleichungen können mit der dimensionslosen Variablen $\nu_\infty l$ in einer gemeinsamen Kurve dargestellt werden oder für jede Spannung einzeln durch Benutzung der Variablen l.

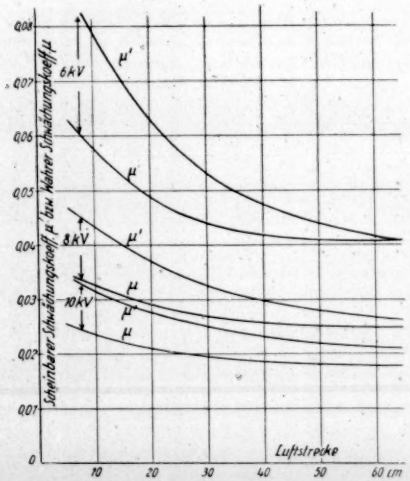


Abb. 3. Verlauf des wahren und scheinbaren Schwächungskoeffizienten in Luft bei überweichen Strahlen.

Zur Kontrolle der Ansätze 7 und 8 wurden einige der berechneten Werte in die Ausgangsgleichung (2) eingesetzt, dabei zeigte sich, daß die Gleichung erfüllt wurde.

Graphisches Verfahren.

Für den Fall, daß man die Dosisschwächung bis zu einem gegen den Anfangswert verschwindend kleinen Wert verfolgt hat, kann man auch ein graphisches Verfahren heranziehen. Man benötigt dazu eine im folgenden kurz abgeleitete Beziehung: Tritt die Energie E an der Stelle x der Kammer ein und hat das Strahlenbündel an dieser Stelle den Querschnitt q_x, so ist

$$E = I_x \cdot q_x = \int_x^\infty D_l q_l dl,$$

wo l zwischen den Grenzen x und ∞ liegt. Da außerdem für x wie für jede andere Stelle die Beziehung gilt:

$$D_x = \frac{\mu_x}{\varrho} \cdot I_x,$$

so ergibt sich für den wahren Massenschwächungskoeffizienten:

$$\frac{\mu_x}{\varrho} = \frac{1}{\int_x^\infty \frac{D_l q_l dl}{D_x q_x}}.$$

Hat man es nicht mit lang ausgedehnten Luftstrecken, sondern mit verhältnismäßig dünnen Filtern zu tun, so kann man $q_x = q_l$ setzen. Dann wird:

$$\frac{\mu_x}{\varrho} = \frac{1}{\int_x^\infty \frac{D_l}{D_x} dl}.$$

Der Wert dieses Integrals ist nicht berechenbar, aber man kann den Ausdruck graphisch integrieren. Im vorliegenden Fall wurden die auf Karton gezeichneten Kurven ausgewogen. Die so ermittelten Werte von μ stimmten mit denen, die nach den eingangs entwickelten Gleichungen berechnet waren, auf einige Prozent überein.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe eines durch frühere Messungen belegten Ansatzes für den Verlauf des Schwächungskoeffizienten in Funktion der Filterdicke kann gezeigt werden, wie aus dem Dosisschwächungskoeffizienten der wahre, durch die Intensitätsschwächung gegebene Schwächungskoeffizient μ der Luft berechnet werden kann, wenn die Schwächungskoeffizienten der Luft und der verwendeten Filtersubstanz in einem konstanten Verhältnis stehen. Das Verfahren wird an Hand der Ermittlung des wahren Koeffizienten von Luft und Zellophan aus dem scheinbaren von Zellophan erläutert. Dieses Beispiel gilt auch für alle andern Substanzen, deren Schwächungskoeffizient zu dem der erwähnten Substanzen in einem von der Spannung unabhängigen konstanten Verhältnis steht. Dies Verhältnis ist für bestimmte Spektralbereiche aus Messungen verschiedenster Autoren für eine große Reihe von Stoffen bekannt. Durch die Möglichkeit, den wahren Massenschwächungskoeffizienten der Luft aus dem scheinbaren zu berechnen, läßt sich der Intensitätsverlauf direkt ermitteln.

(Eingegangen 26. Oktober 1934.)

Eine Bemerkung zur Oberflächenspannungs-Empfindlichkeit von Zähigkeitsmessern.

Von W. Linke.

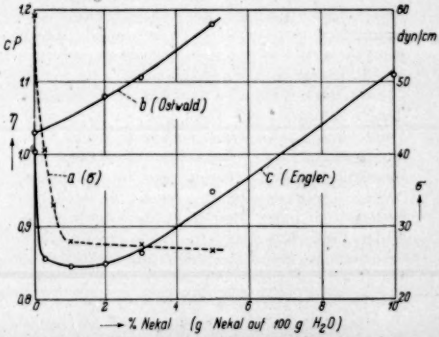
Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Im Verlauf einer Untersuchung über den Wärmeübergang beim Verdampfen, über die in Gemeinschaft mit Herrn Prof. Jakob demnächst berichtet werden wird, mußte die Zähigkeit wässriger Nekallösungen gemessen werden. Nekal[1]) ist ein Netzmittel, welches, in geringen Mengen einer Flüssigkeit zugesetzt, deren Oberflächenspannung σ erheblich verkleinert. Kurve *a* der Abbildung stellt die Änderung der Oberflächenspannung durch Zusatz von Nekal bei Wasser von etwa 98° C dar. Sie wurde relativ nach einer Steighöhenmethode gemessen. Der Verlauf der Kurve ist bei niederen Wassertemperaturen qualitativ derselbe.

Bestimmt man die Zähigkeit solcher Nekallösungen in Abhängigkeit von der Konzentration mit einem Ostwaldschen Viskosimeter, bei dem die Lösungen nach Durchströmen einer Kapillare in eigene Flüssigkeit ausfließen, so erhält man, wie normalerweise zu erwarten ist, eine Zunahme der Zähigkeit mit der Konzentration (Kurve *b*). Wird jedoch zur Messung ein Englersches Viskosimeter benutzt, bei dem die Flüssigkeit durch eine kurze Kapillare frei in Luft ausfließt, so daß die Oberflächenspannung wirksam sein kann, so beobachtet man einen völlig anderen Verlauf (Kurve *c*). Mit zunehmender Nekalkonzentration ergibt sich zunächst eine Abnahme der Zähigkeit und erst von etwa 2 Prozent ab ein Anstieg, der dem mit dem Ostwaldschen Viskosimeter gemessenen ungefähr entspricht. Dem Absolutbetrage nach bleiben aber die Zähigkeitsangaben um etwa 15 Prozent hinter denen des Ostwaldschen Viskosimeters zurück.

Zu diesen Messungen ist noch folgendes zu bemerken: Das Ostwaldsche Viskosimeter wurde mit Wasser bei 19° C geeicht. Die mit dem Englerschen Viskosimeter bei 20° C gewonnenen Englergrade wurden unter Verwendung einer experimentellen Eichkurve[2]) in absolute kinematische Zähigkeiten umgerechnet. Die zur Umrechnung in dynamische Zähigkeiten benötigten Dichten wurden mit der Mohrschen Waage gemessen. Die Differenz in den Angaben der beiden Viskosimeter für reines Wasser (0 Prozent Nekal in der Abbildung) rührt von den Temperaturunterschieden (19° C für Kurve *b*, 20° C für Kurve *c*) her.

Die Erklärung der verschiedenen Angaben der beiden Zähigkeitsmesser für ein und dieselbe Flüssigkeit dürfte in einer starken Empfindlichkeit des Englerschen Viskosimeters gegen Oberflächenspannung zu suchen sein. Dies wird dadurch nahegelegt, daß die mit diesem Apparat gemessenen Zähigkeiten (Kurve *c*) nur so lange abnehmen, als auch σ kleiner wird (Kurve *a*). Sobald die Oberflächenspannung einen nahezu konstant bleibenden Wert erreicht hat, beginnt die Zähigkeit normal, d. h. mit der Konzentration ansteigend, zu verlaufen. Es ist anzunehmen, daß durch die verkleinerte Oberflächenspannung der Nekallösungen bei diesen der freie Flüssigkeitsstrahl weniger kontrahiert ist als bei Wasser und daß dadurch eine größere zeitliche Ausflußmenge bzw. eine scheinbar kleinere Zähigkeit zustande kommt.



Oberflächenspannung und Zähigkeit von Nekallösungen.

Wieweit diese Vorstellung zutrifft, wäre durch eine nähere Untersuchung, die der Verf. selbst nicht mehr vornehmen konnte, festzustellen. Um allgemeinere Schlüsse auf die Meßgenauigkeit des Englerschen Viskosimeters ziehen zu können, müßte ferner geprüft werden, ob der Unterschied in den Angaben der beiden Viskosimeter, der bei einer bestimmten Differenz zwischen den Oberflächenspannungen von Versuchs- und Vergleichsflüssigkeit beobachtet wird, von der Zähigkeit der Versuchsflüssigkeit abhängt. Beispielsweise wäre die Frage zu beantworten, ob bei einem zähen Öl, das eine andere Oberflächenspannung als die Vergleichsflüssigkeit Wasser haben möge, eine gleiche Kontraktionsänderung gegenüber Wasser und damit prozentual gleiche Fälschung der Zähigkeitsangabe zu erwarten ist, wie bei einer in der Zähigkeit nur wenig von Wasser verschiedenen und in der Oberflächenspannung dem Öl gleichen Nekallösung.

(Eingegangen 14. Dezember 1934.)

1) Herrn Dr.-Ing. W. Büche verdanken wir den Hinweis auf diesen Stoff, der uns durch seine Vermittlung von der I.G. Farbenindustrie A.G. freundlichst zur Verfügung gestellt wurde.

2) S. Erk, Forsch.-Arb. a. d. Geb. d. Ingenieurwesens, Heft 288, S. 36, 1927.

Die Lorentz-Transformation als ein Element der klassischen Mechanik.

Von Hugo Dingler und Max Steck.

Als mir vor kurzem Herr Dr. F. Sandgathe in Düsseldorf seine Schrift „Das Ende der Einsteinschen Zeittheorie“[1]) zu übersenden so freundlich war, erkannte ich bei der Lektüre sogleich, daß hier ein neuer Weg eingeschlagen war zur Behandlung des Zeitproblems, wie es anläßlich des Michelson-Versuches aufgetreten war. Diese Behandlung lag genau auf der allgemeinen Linie, die ich seit fast 30 Jahren in der Methodenlehre der Physik verfolgt hatte. Herr Sandgathe stellt aber ein Axiom des Zeitbegriffs klar und deutlich heraus, welches auch ich nicht explizit formuliert hatte: daß nämlich zwei Körper oder zwei Vorgänge, sooft sie räumlich zusammentreffen (koinzidieren), stets so viel über „Zeit“ bestimmen, daß zwischen zwei solchen Koinzidenzen stets die gleiche Zeitspanne für beide verflossen ist, was auch immer in der Zwischenzeit mit ihnen geschehen sein mag. Herr Sandgathe weist in äußerst klaren Darlegungen nach, daß jeder, der überhaupt über physikalische Zeit arbeitet, implizit von diesem Axiom (welches übrigens einen wesentlichen Bestandteil jeder Definition des Zeitbegriffes bildet) Gebrauch macht, und daß dies insbesondere auch bei den Ableitungen geschieht, welche auf die Grundformeln der sogenannten speziellen Relativitätstheorie führen.

Herr Sandgathe vermag ferner auf Grund dieses Axioms (das meines Wissens vor ihm noch niemand explizit herausgestellt hat) und mancher anderer klarer methodischer Gesichtspunkte den mathematischen Nachweis zu führen, daß sich bereits aus der klassischen Auffassung der Vorgänge des (idealisierten) Michelson-Versuches die Lorentz-Transformation gewinnen läßt.

Auf Grund von Überlegungen, die das von mir formulierte „Prinzip der logischen Unabhängigkeit“ nahelegten, mußte ich mir sagen, daß es möglich sein müsse, in den Betrachtungen Sandgathes das „Licht“ völlig zu eliminieren und die grundlegenden Ansätze der sogenannten speziellen Relativitätstheorie als ein rein ballistisch-phoronomisches Problem zu behandeln. Meiner Anregung folgend, hat es dann Herr Max Steck unternommen, den elementaren kinematischen Schematismus des Michelson-Experimentes als rein ballistisch-kinematisches Problem an Hand der Sandgatheschen Behandlung mathematisch-formal durchzuführen, und es zeigte sich dabei das bemerkenswerte Resultat, daß, entsprechend dem Sandgatheschen Ergebnis, die Lorentz-Transformation eine einfache rechnerische Umformung des klassischen kinematischen Ansatzes darstellt. Das Resultat, das auf Grund gemeinsamer Besprechungen und auf Grund von Herrn Steck mit großem Geschick durchgeführter Rechnungen erhalten wurde (und das eine methodisch gereinigte Form und Vervollständigung des Sandgatheschen Ergebnisses darstellt), läßt sich dann so aussprechen:

Die Lorentz-Transformation ist eine elementare mathematische Konsequenz der Kinematik der Galilei-Transformation.

Bei der Ableitung bedarf es lediglich einer Zeitmessung im ruhenden System, die mit einer gewöhnlichen mechanischen Uhr (d. h. irgendeinem periodischen Bewegungsvorgang, dessen einzelne Phasen keinerlei erkennbare Unterschiede aufweisen[1])) ausgeführt wird, und der Konstatierung der Koinzidenzen von festen Marken des bewegten Systems mit festen Marken des ruhenden Systems.

Durch das Sandgathesche Resultat in unserer Formulierung ist nun folgendes erwiesen:

a) Die Lorentz-Kinematik ist in sich (bei rein logisch-kinematischer Durchführung ohne physikalische Interpretation) logisch widerspruchslos, falls die klassische Kinematik als logisch in sich widerspruchslos anzusehen ist. Durch die hier durchgeführte Überlegung ist nämlich die Lorentz-Kinematik ebenso in die klassische Kinematik eingebaut, wie die nichteuklidischen Geometrien etwa durch Taurinus (Trigonometrie) oder durch Beltrami (auf den Flächen konstanter, nicht verschwindender Krümmung) in die euklidische eingebaut wurden.

b) Es besteht jedoch praktisch ein bedeutender Unterschied gegenüber dem Einbau der nichteuklidischen Geometrien in die euklidische. Beidemal kommt zwar der Einbau durch gewisse Umbenennungen zustande (indem etwa bei Beltrami eine geodätische Linie der Pseudosphäre als [hyperbolische] „Gerade“ bezeichnet wird und indem in unserem Falle der Ausdruck w'/c bzw. w''/c terminologisch als neue „Zeit“ t' bzw. t'' bezeichnet wird). Aber in unserem Falle ist die terminologische Neueinführung dermaßen einfach, daß in der physikalischen Interpretation keinerlei methodischer Grund vorliegt, den klassischen

1) Verlag Röhrscheid, Bonn 1934.

1) Siehe das von mir in „Das Experiment, sein Wesen und seine Geschichte“ (München 1928), S. 153 ff., 237, aufgestellte Prinzip der Zeitmessung.

Boden zu verlassen, da er sozusagen unmittelbar darunter liegt.

c) Man kann also aussprechen: Die Lorentz-Transformation und die daran geknüpfte oder zu ihr führende neue Zeitdefinition erklärt (physikalisch) gar nichts. Sie drückt nur implizit die gleichen Verhältnisse aus, welche durch die klassischen Begriffsanwendungen (Galilei-Transformation) schon vorhanden sind. Es zeigt sich somit, daß man gar nichts damit erreicht, wenn man diese neue Zeit als eine selbständige metaphysische Größe einführt, die „Erklärung" ist nur eine scheinbare und um kein Haar „richtiger" als die, welche auf die klassischen Grundbegriffe zurückgeht.

Man wird vielleicht einwenden, daß die Lorentz-Transformation in der speziellen Relativitätstheorie independent durch den mathematischen Ansatz des idealisierten Resultats des Michelson-Experimentes gewonnen werde und dadurch eine selbständige Bedeutung gewinne. Was wir demgegenüber zeigen, ist, daß die Lorentz-Transformation schon aus den rein klassisch angesetzten Bewegungsumständen des Versuches sich ergibt, und daß daher ihre unabhängige Existenz durch Formulierung des Resultates des Michelson-Versuches nur eine scheinbare ist.

d) Die Frage, welches die „richtige" Art einer „Erklärung" aller mit dem Michelson-Versuch zusammenhängenden Probleme sein könnte, kann nur beantwortet werden, wenn einmal eine systematisch aufbauende, streng logisch gewonnene Methodenlehre vorliegt, wie ich sie in meinen Schriften (besonders z. B. „Das Experiment", München 1928) angebahnt habe. Es kann sich dabei dann durchaus ergeben, daß eine „Erklärung" der bekannten Schwierigkeiten in der sogenannten Elektrodynamik bewegter Medien noch nicht möglich ist und erst weiterer Erforschung bedarf. Die sogenannte spezielle Relativitätstheorie ist jedenfalls als „Erklärung" nach methodischen Prinzipien nur als scheinbar zu betrachten.

I. Die Galilei-Transformation.

Wir leiten sie der Einfachheit halber nur für den linearen Fall her, also z. B. nur für die eine Dimension der x-Achsen zusammenfallender Cartesischer Koordinatensysteme („System" möge stets Cartesisches Koordinatensystem bedeuten).

Es seien dann drei Systeme K_r, K', K'' gegeben, von denen K_r ruht, K' sich mit der Geschwindigkeit u relativ zu K_r in dessen positiver X-Richtung, K'' sich mit derselben Geschwindigkeit u relativ zu K_r in dessen negativer X-Richtung bewegen kann. (Es mögen sich allgemein ungestrichene Größen und Bezeichnungen auf das K_r-System, einfach gestrichene auf das K'-System, zweifach gestrichene auf das K''-System beziehen.)

Der Ursprung O des K_r-Systems habe die Koordinaten (o, o); die Ursprünge O' und O'' mögen im K_r-System bezüglich die Koordinaten $(X_{f'}, o)$ und $(X_{f''}, o)$ („Führungskoordinaten" von K' und K'') haben. Dann ist nach Regeln der analytischen Geometrie die Absolutkoordinate X irgendeines (Massen-) Punktes P gleich der Summe aus Relativ- und Führungskoordinate, also:

$$X = x' + X_{f'} \quad \text{und} \quad X = x'' + X_{f''}.$$

Für die Geschwindigkeiten ergibt sich durch Differentiation nach der einen unabhängigen Variablen t (absolute Zeit):

$$\frac{dX}{dt} = \frac{dx'}{dt} + \frac{dX_{f'}}{dt} \quad \text{und} \quad \frac{dX}{dt} = \frac{dx''}{dt} + \frac{dX_{f''}}{dt}.$$

Darin sind die rechts als zweite Summanden stehenden „Führungsgeschwindigkeiten" bekannt als $+u$ und $-u$, so daß wir haben:

$$\frac{dX}{dt} = \frac{dx'}{dt} + u, \qquad \frac{dX}{dt} = \frac{dx''}{dt} - u.$$

Durch Integration für zwei Orte 1, 2 und zwei (absolute) Zeiten $t_1, t_2 (t_2 > t_1)$ erhält man:

$$X_2 - X_1 = x'_2 - x'_1 + u(t_2 - t_1); \qquad (1)$$

$$X_2 - X_1 = x''_2 - x''_1 - u(t_2 - t_1). \qquad (1a)$$

Setzt man darin zur Abkürzung: $X_2 - X_1 = X$; $x'_2 - x'_1 = x'$; $x''_2 - x''_1 = x''$; $t_2 - t_1 = t$, so folgt:

$$X = x' + ut, \qquad X = x'' - ut,$$

oder nach den Relativkoordinaten aufgelöst:

$$x' = X - ut, \qquad (2)$$

$$x'' = X + ut. \qquad (2a)$$

Betrachtet man also drei parallele Koordinatensysteme K_r, K', K'', deren Abszissenachsen zusammenfallen, und ist K' relativ zu K_r mit der Geschwindigkeit $+u$, K'' relativ zu K_r mit der Geschwindigkeit $-u$ bewegt, so sind nach den einfachsten Regeln der Kinematik die Koordinaten der bewegten Systeme mit denen des ruhend gedachten Systems K_r durch die

Beziehungen (2) und (2a) verknüpft, zu denen (der Vollständigkeit halber) noch die Gleichheiten:

$$y' = Y \qquad y'' = Y$$
$$z' = Z \qquad z'' = Z$$

hinzutreten, zusammen mit der Tatsache, daß alle drei Systeme dasselbe Zeitmaß haben.

(2) und (2a) heißen die Galilei-Transformationen, die den Übergang von einem ruhend gedachten System zu gleichförmig gegeneinander bewegten Systemen kinematisch beschreiben.

II. Galilei- und Lorentz-Transformation.

Was hier geschieht, ist dies, daß gezeigt wird, daß rein vom Bewegungsvorgang selbst aus mathematisch-formal sich die Lorentz-Transformation ergibt, ohne daß zu den für ein bestimmtes, spezielles ballistisch-kinematisches Problem als gültig angenommenen beiden Galilei-Transformationen (2) und (2a) irgendein neues physikalisches Element eingeführt zu werden braucht. Damit ist die Unabhängigkeit der Lorentz-Transformation von weiteren physikalischen Umständen (insbesondere „Licht") gezeigt, sowie, daß alles Wesentliche zur Lorentz-Transformation Führende des Vorgangs schon im Galileischen Ansatz enthalten ist.

Im ruhend gedachten System K_r bewege sich ein Massenpunkt P mit der Geschwindigkeit $|c|$, also in Richtung der positiven X-Achse mit $+c$, in Richtung der negativen X-Achse mit $-c$.

Ist P nach (irgendeinem) $P_1(X_1, o)$ in K_r gekommen, so falle P_1 gerade mit einem Punkt P_1' in K', mit P_1'' in K'' zusammen, wodurch (nach Axiom) ein Zeitpunkt t_1 in K_r definiert ist (erstes Ereignis). Ist P nach $P_3(X_3, o)$ in K_r (mit $X_3 > X_1$) gekommen, so falle P_3 gerade mit P_3' in K', mit P_3'' in K'' zusammen, wodurch (nach Axiom) ein zweiter Zeitpunkt t_3 in K_r (mit $t_3 > t_1$) definiert ist.

In $P_3 \equiv P_3' \equiv P_3''$ werde P reflektiert (idealreflektierende elastische Wand) und gelange nach $P_2(X_2, o)$ in K_r (mit $X_1 < X_3 > X_2$) zurück in dem Augenblick t_2 in K_r (mit $t_2 > t_3 > t_1$), wo P_2 gerade mit irgendeinem Punkt P_2' in K', P_2'' in K'' zusammenfällt (zweites Ereignis). — Dabei sei vorausgesetzt, daß zur Reflexion keine Zeit gebraucht wird.

1. Diesen Bewegungsvorgang wollen wir nun mit Hilfe der Galilei-Transformationen (2), (2a) beschreiben.

Werden die Hin- und Rückwege des Punktes P in den drei Systemen durch die Indizes 1 und 2 bezeichnet, so ist:

$$w_1 = X_3 - X_1 = c\,(t_3 - t_1) \tag{3}$$

der Hinweg in K_r. In der Zeit $(t_3 - t_1) = w_1/c$ legt aber P_1' in K_r den Weg $u\,(t_3 - t_1) = \frac{u}{c} w_1$ zurück, P_1'' in K_r den Weg $-u\,(t_3 - t_1) = -\frac{u}{c} w_1$ zurück, da diese Punkte — wie jeder Punkt der bewegten Systeme — relativ zu K_r die Geschwindigkeiten $+u$ bzw. $-u$ haben.

Mithin sind die Hinwege von P in den gestrichenen Systemen nach (2) und (2a) die folgenden:

$$w_1' = w_1 - \frac{u}{c} w_1, \tag{4}$$

$$w_1'' = w_1 + \frac{u}{c} w_1, \tag{4a}$$

oder ausführlicher geschrieben:

$$w_1' = x_3' - x_1' = X_3 - X_1 - u\,(t_3 - t_1);$$
$$w_1'' = x_3'' - x_1'' = X_3 - X_1 + u\,(t_3 - t_1).$$

Nunmehr werde P in $P_3 \equiv P_3' \equiv P_3''$ zur Zeit t_3 in K_r reflektiert und gelange nach $P_2 \equiv P_2' \equiv P_2''$ zur Zeit t_2 in K_r zurück $(t_2 > t_3)$.

Der Rückweg in K_r ist also:

$$w_2 = X_3 - X_2 = -c\,(t_3 - t_2) = c\,(t_2 - t_3). \tag{5}$$

In der Zeit $(t_2 - t_3) = w_2/c$ legt aber P_1' in K_r den Weg $u\,(t_2 - t_3) = \frac{u}{c} w_2$, P_2'' in K_r den Weg $-u\,(t_2 - t_3) = -\frac{u}{c} w_2$ zurück.

Mithin sind die Rückwege in den bewegten Systemen [nach (2) und (2a)]:

$$w_2' = w_2 + \frac{u}{c} w_2, \tag{6}$$

$$w_2'' = w_2 - \frac{u}{c} w_2 \tag{6a}$$

(Vorzeichen in dieser Weise, weil P rückläufig wird [Reflexion!], $+c$ also gegenüber den Hinwegen durch $-c$ zu ersetzen ist), oder ausführlicher geschrieben:

$$w_2' = x_3' - x_2' = X_3 - X_2 - u\,(t_3 - t_2),$$
$$w_2'' = x_3'' - x_2'' = X_3 - X_2 + u\,(t_3 - t_2).$$

Wir berechnen jetzt die Gesamtwege w, w', w'' des Punktes P in den drei Systemen, die sich je durch Addition von Hin- und Rückweg ergeben.

Aus (3) und (5) folgt:

$$w = w_1 + w_2 = c\,(t_2 - t_1) = ct, \tag{7}$$

wenn für $(t_2 - t_1)$ abgekürzt t geschrieben wird.

Ferner aus (4), (4a) bzw. (6), (6a):

$$w' = w_1' + w_2' = w_1 + w_2 - \frac{u}{c}(w_1 - w_2);$$

$$w'' = w_1'' + w_2'' = w_1 + w_2 + \frac{u}{c}(w_1 - w_2).$$

Führen wir noch (7) ein und beachten, daß die Differenz von Hin- und Rückweg in K_r

$$w_1 - w_2 = X_2 - X_1 = X$$

ist, so läßt sich schreiben:

$$w' = ct - \frac{u}{c}X \tag{8}$$

und

$$w'' = ct + \frac{u}{c}X. \tag{8a}$$

Mit (7), (8), (8a) sind die Gesamtwege des Punktes P in den drei Systemen auf Grund der Galilei-Transformation angegeben. In sämtliche Beziehungen geht ein und dieselbe (absolute) Zeit t ein.

Schreibt man jetzt (8) und (8a) formal um, indem man sie durch $c \neq 0$ dividiert und für w'/c bzw. w''/c die Abkürzungen t' bzw. t'' einführt (eine rein terminologische Angelegenheit!), also setzt:

$$\frac{w'}{c} = t', \qquad \frac{w''}{c} = t'',$$

so lassen sich (8), (8a) auch schreiben:

$$t' = \frac{w'}{c} = t - \frac{u}{c^2} \cdot X; \tag{9}$$

$$t'' = \frac{w''}{c} = t + \frac{u}{c^2} \cdot X. \tag{9a}$$

(Es bedeuten t' und t'', obwohl sie die Dimension „Zeit" haben, nicht etwa „relative Zeiten", als welche man sie interpretieren zu müssen glaubte, sondern lediglich Abkürzungen terminologischer Art für die Ausdrücke w'/c, w''/c, da wir nach wie vor auf dem Boden der Galileischen Transformation, d. h. der klassischen Mechanik, stehen.)

Wir kombinieren jetzt noch rein formal die Beziehungen (2) und (9) bzw. (2a) und (9a) und erhalten dadurch folgende Relationen, die den ursprünglichen sämtlich äquivalent sind.

Aus (2) und (2a) folgt mit Benutzung von (9) und (9a):

$$X = \frac{x' + ut'}{1 - \frac{u^2}{c^2}}, \tag{I}$$

$$X = \frac{x'' - ut''}{1 - \frac{u^2}{c^2}}, \tag{Ia}$$

wobei $u \neq c$ vorausgesetzt werde; und auch:

$$t = \frac{t' + \frac{u}{c^2}x'}{1 - \frac{u^2}{c^2}}, \tag{II}$$

$$t = \frac{t'' - \frac{u}{c^2}x''}{1 - \frac{u^2}{c^2}}. \tag{IIa}$$

2. Es sollen jetzt aus den Beziehungen (9), (9a); (I), (Ia); (II), (IIa) die auf das ruhend gedachte System bezüglichen Größen X, t, u eliminiert werden, wobei (2) und (2a) herangezogen werden dürfen.

Mit anderen Worten: Wir fragen nach den Beziehungen, die zwischen den Größen der Systeme K' und K'' auf Grund der Galilei-Transformation und den eingeführten Abkürzungen t', t'' bestehen.

Diese Elimination gestaltet sich am einfachsten rein formal folgendermaßen:

Durch Gleichsetzen von (I) und (Ia), (II) und (IIa) folgt bei Subtraktion:

$$x' = \frac{x'\left(1 + \frac{u^2}{c^2}\right) - 2ut''}{1 - \frac{u^2}{c^2}} = \frac{x'' - \frac{2u}{1 + \frac{u^2}{c^2}}t''}{\frac{1 - \frac{u^2}{c^2}}{1 + \frac{u^2}{c^2}}}, \tag{III}$$

bei Addition:

$$x'' = \frac{x'\left(1 + \frac{u^2}{c^2}\right) + 2ut'}{1 - \frac{u^2}{c^2}} = \frac{x' + \frac{2u}{1 + \frac{u^2}{c^2}}t'}{\frac{1 - \frac{u^2}{c^2}}{1 + \frac{u^2}{c^2}}}. \tag{IV}$$

Führt man jetzt die in beiden Ausdrücken (III) und (IV) vorkommende Größe

$$\frac{2u}{1 + \frac{u^2}{c^2}} = v$$

(der Nenner kann hier überhaupt nicht verschwinden!) als neue Abkürzung v ein, so

können (III), (IV) geschrieben werden:

$$x' = \frac{x'' - v t''}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}\,; \qquad \text{(IIIa)}$$

$$x'' = \frac{x' + v t'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}\,. \qquad \text{(IVa)}$$

(Das als Abkürzung eingeführte Zeichen v soll allein eine terminologische Bedeutung haben; wir enthalten uns jeder physikalischen Interpretation; die ungerechtfertigt wäre, da v nur eine terminologische Zusammenfassung bekannter Größen bedeutet.)

Wir behaupten dann, daß der in (IIIa), (IVa) auftretende Nenner gleich $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ ist. Dies verifiziert man am leichtesten durch einfaches Ausrechnen. Es ergibt sich also:

$$x' = \frac{x'' - v t''}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,; \qquad \text{(IIIb)}$$

$$x'' = \frac{x' + v t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,, \qquad \text{(IVb)}$$

wozu noch kämen: $y' = y''$; $z' = z''$.

(IIIb) und (IVb) sind aber – einander äquivalente – Lorentz-Transformationen, d. h. zwischen den Systemen K' und K'' gilt auf Grund der Galilei-Transformation für ein bestimmtes Bewegungsproblem und ohne Widerspruch zu ihr als Verbindungsrelation die Lorentz-Transformation (logische Abhängigkeit durch reine Umbenennungen sichtbar gemacht).

Fragen wir kurz noch nach den Größen $t' = w'/c$, $t'' = w''/c$, so ergibt sich aus (9) und (9a) bei Benutzung des Wertes für $2u$ aus $v = \frac{2u}{1 + u^2/c^2}$:

$$t' = \frac{-\frac{v}{c^2} x'' + t''\left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \frac{u \cdot v}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,;$$

$$t'' = \frac{\frac{v}{c^2} x' + t'\left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \frac{u \cdot v}{c^2}\right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,.$$

Wir behaupten dann, daß

$$\left(\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \frac{u \cdot v}{c^2}\right) = 1$$

gilt. Dies verifiziert man durch einfaches Ausrechnen. Also folgt:

$$t' = \frac{-\frac{v}{c^2} v'' + t''}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,; \qquad \text{(V)}$$

$$t'' = \frac{\frac{v}{c^2} x' + t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,. \qquad \text{(Va)}$$

Diese Beziehungen [Auflösungen voneinander wie (IIIb) und (IVb)] treten zu (IIIb) und (IVb) hinzu und zeigen, wie $t' = w'/c$, $t'' = w''/c$ miteinander und mit $v = 2u/1 + u^2/c^2$ in Beziehung stehen.

Damit ist gezeigt, daß beim rein klassischen Ansatz (Galilei-Transformation) eines ballistischen Vorganges, der dem Michelson-Versuch entspricht, sich die Lorentz-Transformation als Verbindungsrelation zwischen den drei Koordinatensystemen ergibt. Die Lorentz-Transformation gilt damit für diese spezielle Anordnung oder ihr äquivalente.

Schließlich sei noch der Zusammenhang von t mit t' und t'' explizit angegeben. Aus (9) und (9a) ergibt sich durch Addition:

$$t' + t'' = 2t \quad \text{oder} \quad \tfrac{1}{2}(t' + t'') = t.$$

Setzen wir hierin für t' und t'' die gefundenen Werte aus (V) und (Va) ein, so folgt:

$$t' = \frac{2 + \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} - \frac{v}{c^2} x'}{1 + \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,;$$

$$t'' = \frac{2 + \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \frac{v}{c^2} x''}{1 + \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,,$$

womit eine einfache Affinität (perspektivische Verkürzung) zwischen den „Zeiten" festgestellt ist.

(Eingegangen 24. Juli 1934.)

Der harmonische Oszillator im Wärmegleichgewicht.

Von H. Ott.

1. Einleitung.

Die quantenmechanische Ortswahrscheinlichkeit des harmonischen Oszillators im Wärmegleichgewicht ist darstellbar durch eine Gaußsche Fehlerkurve. Dieses Ergebnis ist nicht neu; es findet sich bereits in einer Arbeit von Bloch[1]) und ist dort (unter Benutzung einer Formel von Kennard)[2]) abgeleitet als Spezialfall allgemeinerer quantenmechanischer Transformationsprobleme. Der Satz verdient wegen seiner Anschaulichkeit und Brauchbarkeit aber mehr Beachtung, als er bisher gefunden hat. Um zu seiner Verbreitung beizutragen, sei im folgenden ein ganz elementarer Beweis mitgeteilt, der lediglich auf der Summation der Schrödingerschen Dichtefunktionen $(\psi_n\bar{\psi}_n)$ beruht. Zum Schluß ist noch eine Anwendung auf die kohärente Röntgenstreuung gemacht.

2. Wellenmechanische Beschreibung des Oszillators.

a) Stationäre Zustände. Der lineare harmonische Oszillator wird im n-ten stationären Zustand $\left(E = E_n = h\nu\left(n + \frac{1}{2}\right)\right)$ nach der Wellenmechanik bekanntlich beschrieben durch die n-te Hermitesche Orthogonalfunktion (= Eigenfunktion der Schrödingergleichung)[3]):

$$\left.\begin{aligned} \psi_n(\xi) &= e^{2\pi i \frac{E_n}{h} t} e^{-\frac{\xi^2}{2}} \frac{H_n(\xi)}{N_n}, \\ \xi &= x \cdot \sqrt{\frac{4\pi^2 m \nu}{h}}, \quad N_n = \sqrt{2^n n!}\sqrt{\pi}. \end{aligned}\right| \quad (1)$$

Die Ortswahrscheinlichkeit $\psi_n\bar{\psi}_n$ des Oszillators im stationären Zustand hat bekanntlich einen für klassische Vorstellungen ungewöhnlichen Verlauf, indem sie räumlich oszilliert und insbesondere n Nullstellen besitzt; daran sei im Hinblick auf das Folgende erinnert.

b) Allgemeinerer Zustand. Die Beschränkung auf die stationären Zustände (1), in welchen das System einen ganz bestimmten Energiewert E_n besitzt, ist bekanntlich sowohl ein Hindernis für die begriffliche Klärung der Quantenmechanik, als auch unzulänglich für die Beschreibung gewisser empirischer Tatsachen. Hinsichtlich des letztgenannten Umstandes verweisen wir z. B. auf die Erfahrung, daß Energiemessungen (vorgenommen unter gleichen Bedingungen) selbst bei abgeschlossenen Systemen nicht immer übereinstimmende Resultate ergeben, sondern streuen können über alle quantenmechanisch erlaubten Energiewerte E_n, wobei die Streuung unvoraussagbar ist für den Einzelfall, jedoch statistisch erfaßbar durch Erwartungswerte w_n. Derartige Erscheinungen können nicht als zeitliche Abfolge von stationären Zuständen aufgefaßt werden, sondern verlangen eine Erweiterung des klassischen Zustandsbegriffs zum Begriff der „Physikalischen Situation[1])", in welcher das System keine „eindeutige Energie" besitzt und beschrieben wird durch die Wellenfunktion

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n. \quad (2)$$

Die Koeffizienten c_n sind (bei abgeschlossenen Systemen) zeitlich konstant und ihre Norm $|c_n|^2$ gibt die Erwartungswerte w_n für die Energie E_n

$$|c_n|^2 = w_n.$$

In einer lediglich durch die Erwartungswerte der Energie w_n vorgegebenen Situation ist die „Dichte" $\psi\bar{\psi}$ noch nicht eindeutig festgelegt, wegen der Unbestimmtheit in den Phasen der c_n. Diese Vieldeutigkeit fällt aber weg für den Zeitmittelwert $\overline{\psi\bar{\psi}}^t$, welcher repräsentiert wird durch die zeitfreien Glieder in der Summe $\psi\bar{\psi}$

$$\varrho_0 = \overline{\psi\bar{\psi}} = \sum_n c_n \psi_n \bar{c}_n \bar{\psi}_n. \quad (3)$$

3. Oszillator im thermischen Gleichgewicht.

Wenn ein Oszillator (z. B. ein an eine Gleichgewichtslage gebundenes Atom) in Verbindung mit einem Wärmebad gebracht wird, führt die Energiemessung (nach Ablauf einer gewissen Zeit) nicht mehr zu einem voraussagbaren Ergebnis, sondern streut über alle Werte E_n mit der Wahrscheinlichkeit

$$w_n = (1 - \alpha)\alpha^n; \quad \alpha = e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (4)$$

auch wenn der Ausgangszustand ein stationärer war. Es liegt daher nahe, den Oszillator im thermischen Gleichgewicht zu beschreiben durch eine Funktion (2), wo die Koeffizienten c_n bestimmt sind durch

$$|c_n|^2 = (1 - \alpha)\alpha^n. \quad (4a)$$

1) F. Bloch, Zeitschr. f. Phys. **74**, 309, 1932.
2) E. H. Kennard, Zeitschr. f. Phys. **44**, 326, 1927.
3) Siehe etwa: A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien (Wellenmechanischer Ergänzungsband) S. 17 und 57. Braunschweig 1929.

1) Wir schließen uns der von Kramers vorgeschlagenen Benennung an, s. H. A. Kramers, Hand- und Jahrbuch der Chemischen Physik, Bd. I, Abschn. 1. S. 65. Leipzig 1933.

Der Zeitmittelwert der Dichte $\psi\bar{\psi}$ ist somit [1])

$$\varrho_0(\xi) = \sum_n |c_n|^2 \psi_n \bar{\psi}_n = (1-\alpha) \sum_0^\infty \alpha^n e^{-\xi^2} \frac{H_n^2(\xi)}{N_n^2}. \quad (5)$$

Wir behaupten, daß ϱ_0 identisch ist mit einer Gaußschen Fehlerkurve, daß also durch die Summenbildung alle Oszillationen der Einzelsummanden völlig nivelliert werden.

Zum Beweis stellen wir ϱ_0 durch das Fouriersche Integraltheorem dar

$$\varrho_0(\xi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varrho_0(t)\, e^{iz(t-\xi)}\, dt\, dz \quad (6)$$

und benutzen unter dem Integral rechter Hand für $\varrho_0(t)$ die mit dem Argument t geschriebene Gleichung (5). Vertauscht man die Summation mit der Integration nach t, so hat man

$$\varrho_0(\xi) = \frac{1-\alpha}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_0^\infty \alpha^n A_n(z) e^{-iz\xi}\, dz, \quad (6a)$$

wo A_n gesetzt ist für die Integrale

$$A_n(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{izt - t^2} \frac{H_n^2(t)}{N_n^2}\, dt. \quad (7)$$

Die Integrale (7) können berechnet werden, wenn man die bekannte Integraldarstellung der Hermiteschen Polynome [2]) in der komplexen Zahlenebene benutzt

$$H_n(t) = \frac{n!}{2\pi i} \oint_C \frac{e^{-u^2+2ut}}{u^{n+1}}\, du.$$

(C ist ein beliebiger Schleifenweg um den Nullpunkt $u = 0$.) Wir finden so

$$A_n = \frac{1}{N_n^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| e^{izt - t^2} \cdot \frac{n!}{2\pi i} \oint \frac{e^{-u^2+2ut}}{u^{n+1}}\, du \cdot \frac{n!}{2\pi i} \oint \frac{e^{-v^2+2vt}}{v^{n+1}}\, dv \right| dt$$

$$= \frac{n!\, e^{-\frac{z^2}{4}}}{2^n \sqrt{\pi}\, (2\pi i)^2} \oint \oint \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left|t-\left(\frac{iz}{2}+u+v\right)\right|^2} \cdot \frac{e^{u(iz+2v)}}{u^{n+1}} \cdot \frac{e^{izv}}{v^{n+1}}\, du\, dv\, dt.$$

Die Integration nach t kann nun ausgeführt werden und liefert den Wert $\sqrt{\pi}$; sodann ergibt die Integration nach u zufolge des Residuensatzes den Wert

$$2\pi i \frac{(iz+2v)^n}{n!}.$$

Führt man in dem noch verbliebenen Integral die Integrationsvariable w ein durch die Substitution

$$2v = \frac{izw}{1-w},$$

so wird

$$\alpha^n A_n = e^{-\frac{z^2}{4}} \cdot \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{\alpha^n (iz+2v)^n e^{izv}}{(2v)^n} \frac{dv}{v}$$

$$= \frac{1}{2\pi i} \oint_{C'} \frac{\alpha^n e^{-\frac{z^2}{4}\cdot\frac{1+w}{1-w}}}{w^n (1-w)} \frac{dw}{w}.$$

Da die Substitution $v \to w$ die Punkte $v = 0$, bzw. $v = \infty$ abbildet in die Punkte $w = 0$, bzw. $w = 1$, schließt der aus C entstehende Weg C' den singulären Punkt $w = 0$ ein, den singulären Punkt $w = 1$ aber aus. Daher darf C' ersetzt werden durch einen Kreis innerhalb des Einheitskreises. Da α für jede endliche Temperatur kleiner als 1 ist, läßt sich für C' immer ein solcher Radius wählen, daß

$$\left|\frac{\alpha}{w}\right| \leqq \varepsilon < 1.$$

Die Summe nach n kann dann unter dem Integral ausgeführt werden, da sie die gleichmäßig konvergente geometrische Reihe

$$\sum_0^\infty \frac{\alpha^n}{w^n} = \frac{1}{1-\frac{\alpha}{w}}$$

darstellt. Somit ist

$$\sum_0^\infty \alpha^n A_n(z) = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{e^{-\frac{z^2}{4}\cdot\frac{1+w}{1-w}}}{(w-\alpha)(1-w)}\, dw = \frac{e^{-\frac{z^2}{4}\cdot\frac{1+\alpha}{1-\alpha}}}{1-\alpha}. \quad (8)$$

1) Es sind noch einige Bedenken zu zerstreuen, da der Oszillator im thermischen Gleichgewicht kein abgeschlossenes System ist. Die thermische Koppelung kann man sich hergestellt denken entweder durch Stöße atomarer Gebilde auf den Oszillator oder durch Einwirkung der Hohlraumstrahlung von der Temperatur T. Für gestörte Systeme werden aber die Koeffizienten c_n nach den quantenmechanischen Störungsgleichungen Funktionen der Zeit. Es ist jedoch plausibel (und kann auch durch näheres Eingehen auf die Störungsgleichungen begründet werden), daß die c_n in unserem Falle Schwankungen ausführen um den durch (4a) gegebenen Mittelwert und daß das Zeitmittel $\overline{\psi\bar{\psi}}$ bis auf Glieder höherer Ordnung mit (5) übereinstimmt.

2) Vgl. Courant-Hilbert, Mathem. Physik. 2. Aufl. S. 440. Berlin 1931.

Der zuletzt angeschriebene Wert für das Integral folgt nämlich unmittelbar aus dem Cauchyschen Integralsatz, da der Integrand innerhalb des Integrationsweges überall regulär ist bis auf den Pol in $w = \alpha$.

Unter Berücksichtigung der Umformung

$$\frac{1+\alpha}{1-\alpha} = \operatorname{Cotg}\frac{h\nu}{2kT} \quad \text{[s. Gleichung (4)]}$$

kann man für (6a) also schreiben

$$\left.\begin{aligned} \varrho_0(\xi) &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{z^2}{4}\operatorname{Cotg}\frac{h\nu}{2kT} - iz\xi}\,dz \\ &= \sqrt{\frac{1}{\pi}\operatorname{Tg}\frac{h\nu}{2kT}}\, e^{-\xi^2 \operatorname{Tg}\frac{h\nu}{2kT}}. \end{aligned}\right| \qquad (9)$$

Und dies ist die behauptete Gaußsche Fehlerkurve.

Mit der potentiellen Energie

$$V = m(2\pi\nu)^2\frac{x^2}{2} = \frac{h\nu}{2}\xi^2$$

und der mittleren Energie $\bar{\varepsilon}$ des linearen Oszillators bei der Temperatur T

$$\bar{\varepsilon} = h\nu\left(\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1} + \frac{1}{2}\right) = \frac{h\nu}{2}\operatorname{Cotg}\frac{h\nu}{2kT}$$

lautet die Wahrscheinlichkeit, den Oszillator an der Stelle x zu finden

$$w(x)dx = \varrho_0(\xi)d\xi = \sqrt{\frac{4\pi m\nu}{h}\operatorname{Tg}\frac{h\nu}{2kT}}\, e^{-\frac{V}{\bar{\varepsilon}}}dx. \qquad (9a)$$

Für „hohe Temperaturen" $\left(T \gg \frac{h\nu}{k}\right)$ wird $\bar{\varepsilon} \sim kT$ und man erhält in (9a) den Boltzmannschen Exponenten $-\frac{V}{kT}$.

4. Der harmonische Oszillator im Raume.

Um Komplikationen der Entartung zu entgehen, sei die Bindung zunächst anisotrop mit inkommensurablen Hauptfrequenzen ν_1, ν_2, ν_3 angenommen. Im rechtwinkligen Achsensystem $x_s (s = 1, 2, 3)$, in welchem die potentielle Energie des Oszillators auf Hauptachsen erscheint

$$V = \sum_1^3 \frac{m}{2}(2\pi\nu_s)^2 x_s^2,$$

ist die Wellengleichung bekanntlich separierbar und ergibt für jeden Freiheitsgrad die Eigenfunktionen (1) des linearen Oszillators, die mit $\psi_{n_s}^{(s)}(\xi_s)$ bezeichnet seien[1]). Eine allgemeine physikalische Situation wird dargestellt durch

$$\psi = \sum_0^\infty{}_{n_1}\sum_0^\infty{}_{n_2}\sum_0^\infty{}_{n_3} c_{n_1}\psi_{n_1}^{(1)} \cdot c_{n_2}\psi_{n_2}^{(2)} \cdot c_{n_3}\psi_{n_3}^{(3)}$$

und der Zeitmittelwert der Dichte im thermischen Gleichgewicht ist

$$\left.\begin{aligned} \varrho_0(\xi_1, \xi_2, \xi_3) &= \sum_0^\infty{}_{n_1} w_{n_1}|\psi_{n_1}^{(1)}|^2 \cdot \sum_0^\infty{}_{n_2} w_{n_2}|\psi_{n_2}^{(2)}|^2 \\ &\cdot \sum_0^\infty{}_{n_3} w_{n_3}|\psi_{n_3}^{(3)}|^2 = \varrho_0^{(1)}(\xi_1)\cdot\varrho_0^{(2)}(\xi_2)\cdot\varrho_0^{(3)}(\xi_3). \end{aligned}\right| \qquad (10)$$

Er zerfällt in drei (nur von je einem Freiheitsgrad abhängige) Faktoren $\varrho_0^{(s)}(\xi_s)$, deren jeder die Form (5), bzw. (9) hat.

Für den isotropen Oszillator ($\nu_1 = \nu_2 = \nu_3 = \nu_0$) wird also die Ortswahrscheinlichkeit

$$w\,dx_1dx_2dx_3 = \varrho_0 d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 = \left(\frac{4\pi m\nu_0}{h}\operatorname{Tg}\frac{h\nu_0}{2kT}\right)^{3/2} e^{-(x_1^2+x_2^2+x_3^2)\frac{4\pi^2 m\nu_0}{h}\operatorname{Tg}\frac{h\nu_0}{2kT}} dx_1dx_2dx_3. \qquad (11)$$

5. Temperatureinfluß auf die kohärente Röntgenstreuung.

Zum Schluß eine Anwendung auf die kohärente Röntgenstreuung eines Atoms in einem Festkörper: Wir idealisieren ein solches Atom als harmonischen Oszillator, sehen also davon ab, daß die Atomschwingungen in einem Festkörper in Wirklichkeit miteinander gekoppelt sind; es ist dies dieselbe Idealisierung, wie sie z. B. der Berechnung der spezifischen Wärme nach Einstein zugrunde liegt. In der klassischen Vorstellung kommt ein Einfluß der Temperatur auf die Röntgenstreuung folgendermaßen zustande: Der Atomkern führt harmonische (Wärme-) Schwingungen aus und reißt dabei die für die kohärente Röntgenstreuung maßgebenden Elektronen der Hülle mit — es sind dies ja im wesentlichen die inneren, stark gebundenen Elektronen. Durch eine Art Dopplereffekt wird die Streustrahlung teilweise inkohärent und so die kohärente Strahlung geschwächt[2]). Anders in der Quantenmechanik: Hier kommt der Temperatureinfluß auf die kohärente Streuung nicht zustande durch Schwingungen des Atoms, bzw. Atomkerns, sondern durch eine gewisse Unbestimmtheit der Kernkoordinaten. Eine solche Unbestimmtheit ist übrigens eine direkte Folge der Heisenbergschen Unbestimmtheitsrelationen: Im thermischen Gleichgewicht bleibt die Systemenergie

1) Vgl. etwa: A. Sommerfeld, l. c. S. 23.
2) Vgl. etwa: M. v. Laue, Ann. d. Phys. **81**, 877, 1926.

ja nicht offen, sondern wird durch die Wahrscheinlichkeiten w_n eingeschränkt; dadurch erfährt auch der Impuls des Oszillators eine gewisse Einschränkung und über diesen Weg erhalten die Koordinaten ihre Unbestimmtheit. Wir sind aber aller Sorge überhoben, die Unbestimmtheitsrelationen zu verletzen, wenn wir uns an die Wellenmechanik halten: Als maximale Ortskenntnis, welche der Energieverteilung im thermischen Gleichgewicht nicht widerspricht, darf in unsere Rechnung nur die Kernwolke $\psi\tilde{\psi}$ eingehen, im Fall der kohärenten Streuung nur deren zeitlich konstanten Terme, das ist ϱ_0. Das Problem des Temperatureinflusses auf die Streuung hat völlige Analogie zum Atomfaktor: Die wellenmechanische Berechnung des kohärenten Atomfaktors läßt sich bekanntlich drastisch beschreiben als eine Verschmierung des Atomelektrons (oder besser: des Thompsonschen Streufaktors) über den Raum. Ebenso berechnen wir den Temperaturfaktor der kohärenten Streuung durch eine Verschmierung des Atomfaktors F nach Maßgabe der Kernwolke ϱ_0.

Aus einer monochromatischen, ebenen Röntgenwelle mit der Einfallsrichtung $\mathfrak{s}_0 = \{\beta_1^0, \beta_2^0, \beta_3^0\}$ beugt also der Oszillator in die Richtung $\mathfrak{s} = \{\beta_1, \beta_2, \beta_3\}$ die Streuamplitude ab

$$E = F \cdot \int e^{ik(\mathfrak{s}-\mathfrak{s}_0, \mathfrak{r})} \varrho_0 d\tau^1); \quad d\tau = d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3. \quad (12)$$

Nach Einsetzen der fertigen Formel (11) könnte sofort integriert werden; doch kann man sich die Integration ersparen, wenn man für ϱ_0 die Summe (10), bzw. (5) benutzt, wobei das dreifache Integral (12) in ein Produkt von einfachen Integralen nach ξ_s zerfällt

$$\int e^{ik(\beta_s - \beta_s^0, x_s)} \varrho_0^{(s)}(\xi_s) d\xi_s.$$

In jedem dieser Integrale treten dann die durch (7) definierten Ausdrücke A_n auf (nur mit geändertem Argument

$$A_n\{z\} \to A_{n_s}\left\{k(\beta_s - \beta_s^0)\sqrt{\frac{h}{4\pi^2 m \nu_s}}\right\})$$

und unter Benutzung von (8) läßt sich das Resultat von (12) sofort anschreiben

$$E = F \cdot \prod_s \left[(1-\alpha_s)\sum_0^\infty{}' \alpha_s^{n_s} A_{n_s}\right]$$

$$= F \cdot e^{-\sum_1^3 \left[\frac{k^2(\beta_s-\beta_s^0)^2}{4} \cdot \frac{h}{4\pi^2 m \nu_s} \cdot \frac{1+\alpha_s}{1-\alpha_s}\right]}.$$

1) Eine Verwechslung der hier benutzten Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ mit der Boltzmannschen Konstanten ist im folgenden wohl nicht zu befürchten.

Für den isotropen Oszillator folgt wegen

$$(\beta_1 - \beta_1^0)^2 + (\beta_2 - \beta_2^0)^2 + (\beta_3 - \beta_3^0)^2 = |\mathfrak{s} - \mathfrak{s}_0|^2 = 4\sin^2\vartheta$$

(2ϑ: Beugungswinkel)

schließlich

$$E = F\, e^{-\left(\frac{\sin\vartheta}{\lambda}\right)^2 \frac{h}{m\nu_0} \operatorname{Cotg} \frac{h\nu_0}{2kT}}. \quad (13)$$

Dies ist eine monoton mit $\frac{\sin\vartheta}{\lambda}$ abfallende Kurve.

Anschaulich kann man den Temperatureinfluß auf die kohärente Röntgenstreuung also folgendermaßen beschreiben: Er kommt zustande durch innere (Debyesche) Interferenzen an der Kernwolke ϱ_0. Da diese Kernwolke sich mit zunehmender Temperatur „aufbläht" [siehe Gleichung (11)], wird die kohärente Streuung um so mehr herabgesetzt, je kleiner die Wellenlänge, je größer der Streuwinkel und je höher die Temperatur ist.

Würzburg, Physikalisches Institut der Universität. Oktober 1934.

(Eingegangen 22. Oktober 1934.)

Über die Umwandlung von Beryllium durch schnelle Protonen und die Masse des Be^9.

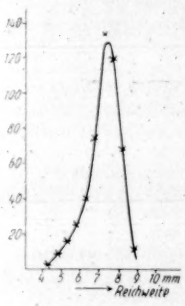
Von F. Kirchner und H. Neuert.

Vor kurzem haben R. Döpel[1]) und P. I. Dee[2]) bei der Beschießung von Beryllium mit Protonen eine beträchtliche Ausbeute an Kerntrümmern mit sehr geringer Reichweite gefunden. Döpel schließt aus Szintillationsbeobachtungen bei zwischengeschalteten Aluminiumfolien wechselnder Dicke auf eine kontinuierliche Reichweitenverteilung der Trümmer zwischen der kleinsten, mit seiner Anordnung beobachtbaren Reichweite von 2,4 mm und einer maximalen Reichweite von 6,8 mm; die von ihm verwendete Protonenenergie lag bei 120 kV. Dee beobachtete bei 500 kV zahlreiche Kerntrümmer von ungefähr 9 mm Reichweite. Nach einer Bemerkung von Oliphant (l. c.) soll es sich um einfach geladene Teilchen, d. h. um Wasserstoffionen handeln; Döpel dagegen kommt aus einem Vergleich der Szintillationshelligkeit mit derjenigen von Po-α-Teilchen in den letzten Millimetern ihrer Reichweite zu dem Schluß, daß es sich um α-Teilchen handeln müsse.

Wir haben mit der schon für frühere Versuche benutzten, inzwischen noch verbesserten Apparatur den hier vorliegenden Umwandlungsprozeß mit der Nebelkammer näher studiert.

1) R. Döpel, Zeitschr. f. Phys. **91**, 796, 1934.
2) Oliphant, Intern. Conf. on Physics London, Oktober 1934.

Der Hochvakuumraum, in dem sich das mit Protonen von 160 kV beschossene Beryllium befand, war durch ein Glimmerfenster von 3 mm [1]) Luftäquivalent von der Nebelkammer getrennt. Als Füllgas der Nebelkammer diente Wasserstoff; dadurch wurden trotz der geringen noch verbleibenden Restreichweite (in Luft etwa 4 mm) genügend große und gut ausmeßbare Reichweiten in der Nebelkammer (etwa 2 cm) erzielt. Schon die visuelle Beobachtung in der Nebelkammer ließ deutlich erkennen, daß weitaus die größte Zahl der Nebelspuren gleich lang ist, d. h. daß eine scharf definierte Reichweite vorliegt. Zur genaueren Ausmessung der Reichweiten wurden photographische Nebelkammeraufnahmen nach einem früher schon beschriebenen Verfahren [2]) gemacht; ihre Auswertung lieferte nach Umrechnung auf Luftreichweiten bei 760 mm Druck das in der Figur dargestellte Resultat. Die am häufigsten vertretene Reichweite ist 7,5 mm. Auf der Seite der größeren Reichweite fällt die Häufigkeitskurve so steil ab, wie man es für eine homogene Reichweitengruppe erwarten kann. Der etwas langsamere Abfall auf der Seite der kleineren Reichweiten läßt sich zwanglos auf den Einfluß der aus größerer Tiefe der Berylliumschicht kommenden Kerntrümmer und teilweise auf andere, durch die Versuchsanordnung bedingte Einflüsse zurückführen. Wir kommen daher zu dem Schluß, daß eine wohldefinierte, homogene Reichweitengruppe bei 7,5 mm vorliegt.



Häufigkeitsverteilung der Reichweiten beim Bombardement von Beryllium mit Protonen.

Die Entscheidung, um was für Teilchen es sich bei den beobachteten Kerntrümmern handelt, wird erschwert durch den Umstand, daß auf den letzten Millimetern ihrer Reichweite auch die α-Teilchen verhältnismäßig häufig in einfach geladene Teilchen umgeladen werden. Nach unseren bisherigen Beobachtungen stimmt aber die Dichte der Ionisation in den Spuren von Berylliumtrümmern mit derjenigen von Polonium-α-Strahlen auf den letzten Millimetern ihrer Reichweite überein; wir nehmen deshalb in Übereinstimmung mit Döpel an, daß es sich um α-Teilchen handelt. Eine genauere Beschreibung der vorliegenden Versuche wird H. Neuert in seiner demnächst erscheinenden Dissertation geben.

1) Die Dicke wurde aus den Interferenzfarben dünner Blättchen ermittelt.

2) Physik. Zeitschr. **34**, 897, 1933.

Deutung der Versuchsergebnisse.

R. Döpel hat zur Deutung seiner Versuchsergebnisse den folgenden Zerfallsprozeß vorgeschlagen:

$$_4Be^9 + {}_1H^1 \rightarrow {}_2He^4 + {}_2He^4 + {}_0n^1 + {}_1H^1;$$

er nimmt dabei an, daß das Proton nur zertrümmernd wirkt, ohne sich mit einem Teil des *Be* zu vereinigen. Schon bei der Ausschleuderung von 3 Teilchen müßte man aber eine kontinuierliche Reichweitenverteilung erwarten.

Die von uns beobachtete homogene Reichweitengruppe führt zwangsläufig zu dem Schluß, daß als Endergebnis des Zerfallsprozesses nur zwei Teilchen ausgeschleudert werden. Es kommen deshalb nur die beiden folgenden Zerfallsprozesse in Frage:

$$_4Be^9 + {}_1H^1 \rightarrow {}_4Be^8 + {}_1H^2 \quad [1]) \qquad (1)$$

und

$$_4Be^9 + {}_1H^1 \rightarrow {}_3Li^6 + {}_2He^4. \qquad (2)$$

Den ersten Prozeß müssen wir ausschließen, wenn es sich bei den beobachteten Kerntrümmern tatsächlich um α-Teilchen handelt, wie es durch Döpels Szintillationsbeobachtungen und unsere Nebelkammerversuche nahegelegt wird (vgl. oben); er ist auch an sich ziemlich unwahrscheinlich, weil bei Umwandlungsversuchen mit anderen Elementen bisher noch niemals die Emission von Deutonen beobachtet worden ist.

Es scheint demnach, daß überhaupt nur der zweite Prozeß zur Deutung der beobachteten Umwandlung herangezogen werden kann. Mit den von Bainbridge [2]) bestimmten Massen $_4Be^9 = 9{,}0155 \pm 0{,}0006$ und $_3Li^6 = 6{,}0145$ sollte man dann eine Reichweite der α-Teilchen von etwa 2,3 cm, entsprechend einer beim Zerfallsprozeß freiwerdenden Gesamtenergie von $6{,}2 \cdot 10^6 e$-Volt, erwarten. Beobachtet wird aber nur eine Reichweite von 7,5 mm, entsprechend einer Gesamtenergie von $2{,}2 \cdot 10^6 e$-Volt [3]). Nun könnte vielleicht die Differenzenergie von $4 \cdot 10^6 e$-Volt zur Anregung eines der beteiligten Kerne dienen und nachträglich als γ-Strahlung emittiert werden. Nach einer γ-Strahlung beim Bombardement von Beryllium mit Protonen ist ganz kürzlich von E. McMillan [4]) sorgfältig gesucht

1) Dieser Prozeß wurde von Oliphant (l. c.) zur Diskussion gestellt.

2) K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **43**, 367, 1933 und **44**, 56, 1933.

3) Der Reichweite von 7,5 mm entspricht nach den Messungen von Briggs (vgl. Rutherford, Radioact. Subst., S. 106) eine Energie von $1{,}3 \cdot 10^6 e$-Volt; nach Multiplikation mit $^6/_5$ erhält man den obigen Wert.

4) E. McMillan, Phys. Rev. **46**, 870, 1934.

worden. Dabei ergaben sich zwar Anzeichen für eine schwache γ-Strahlung; die Strahlung konnte aber nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Wenn also überhaupt eine γ-Strahlung beim Bombardement von Beryllium mit Protonen emittiert wird, dann ist ihre Intensität viel zu gering, als daß sie zur Deutung des hier vorliegenden, außerordentlich häufigen Zerfallsprozesses herangezogen werden könnte.

Unsere Ergebnisse sind deshalb mit den massenspektroskopischen Werten nicht vereinbar. Da der Wert 6,0145 für ${}_3Li^6$ sich bei anderen Kernumwandlungsprozessen bewährt hat (vgl. Oliphant, l. c.); wollen wir ihn benutzen, um aus der beobachteten Reichweite der Berylliumtrümmer die Masse des ${}_4Be^9$ zu berechnen. Wir erhalten:

$$
\begin{aligned}
{}_4Be^9 &= {}_3Li^6 + {}_2He^4 - {}_1H^1 - E_{\text{Proton}} + W \\
&= 6{,}0145 + 4{,}0022 - 1{,}0078 - 0{,}0002 + 0{,}0023
\end{aligned}
$$

$$
{}_4Be^9 = 9{,}0110 \pm 0{,}0006\ ^{1}).
$$

Die so bestimmte Masse des ${}_4Be^9$ ist kleiner als die Summe 9,0123 der Massen von zwei ${}_2He^4$ und einem Neutron. Ein aus zwei Heliumkernen und einem Neutron aufgebauter Berylliumkern mit der Masse 9,0110 ist demnach stabil, während der massenspektroskopische Wert 9,0155 von Bainbridge einen solchen Aufbau als instabil ausschließen würde.

Es ist in diesem Zusammenhang vielleicht nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, daß von Oliphant (l. c.) kürzlich beim Bombardement von Beryllium mit Deutonen zwei Reichweitengruppen von etwa 3 und 1 cm beobachtet wurden[2]). Versucht man statt des von Oliphant vorgeschlagenen Prozesses

$$
{}_4Be^9 + {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^5 + {}_3Li^6
$$

die zunächst näher liegende Deutung:

$$
{}_4Be^9 + {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^4 + {}_3Li^7,
$$

dann ergibt sich aus der beobachteten Reichweite des α-Teilchens von 3 cm und den bekannten Massen von Li^7 (7,0146), He^4 und H^2 (2,0136) die Masse des Be^9 zu 9,0104. Die beobachtete Reichweite von 1 cm scheint allerdings für den Li^7-Kern zu groß zu sein.

Schließlich sei noch daran erinnert, daß auch die maximale beobachtete Energie der beim Bombardement von Be^9 mit α-Teilchen ausgeschleuderten Neutronen auf eine kleinere Berylliummasse hindeutet. Nimmt man nämlich an, daß mit der energiereichsten Neutronengruppe, deren Energie nach Curie und Joliot[1]) und Chadwick[2]) $7{,}8 \cdot 10^6 e$-Volt beträgt, keine Emission von γ-Strahlung verknüpft ist, dann ergibt sich die Masse des Be^9 zu

$$
\begin{aligned}
{}_4Be^9 &= {}_6C^{12} + {}_0n^1 - {}_2He^4 + W_{n+C} - W_\alpha \\
&= 12{,}0036 + 1{,}0080\ ^{3}) - 4{,}0022 \\
&\quad + 0{,}0090 - 0{,}0056 \\
&= 9{,}0128,
\end{aligned}
$$

also ebenfalls erheblich kleiner als der massenspektroskopische Wert. (Der Grund für die Abweichung dieses Wertes von dem oben bestimmten Wert ist vielleicht in der Unsicherheit der maximalen Neutronenenergie zu suchen.)

Für die starke Diskrepanz zwischen dem hier bestimmten Wert $9{,}0110 \pm 0{,}0006$ der Berylliummasse und dem massenspektroskopischen Wert $9{,}0155 \pm 0{,}0006$ von Bainbridge läßt sich vorderhand kein Grund angeben; wir halten deshalb eine Neubestimmung des massenspektroskopischen Wertes und des chemischen Atomgewichts[4]) von Beryllium für wünschenswert.

1) J. Curie, F. Joliot u. P. Savel, C. r. Acad. Sci. Paris **194**, 2208, 1932.

2) J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. Lond. (A) **142**, 1, 1933.

3) J. Chadwick u. M. Goldhaber, Nature 134, 237, 1934.

4) Die letzte Bestimmung durch O. Hönigschmid u. L. Birkenbach, Ber. D. Chem. Ges. **55** B, 4, 1922, ergab $9{,}0179 \pm 0{,}0013$.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, 21. Dezember 1934.

(Eingegangen 21. Dezember 1934.)

1) Der maximale Fehler 0,0006 setzt sich additiv zusammen aus den Fehlern von Li^6 ($\pm$ 0,0003), He^4 ($\pm$ 0,0001) und W ($\pm$ 0,0002).

2) Die 3 cm-Gruppe ist schon früher von Lewis, Livingston und Lawrence (Phys. Rev. **44**, 55, 1933) gefunden worden.

Ein einfaches registrierendes Mikrophotometer.

Von Helmuth Kulenkampff.

Zu den nur schwer entbehrlichen Hilfsapparaten eines Physikalischen Institutes gehört zweifellos ein registrierendes Mikrophotometer. Es gibt zwar mehrere, von bekannten Firmen hergestellte derartige Instrumente, die in fast jeder Beziehung ausgezeichnet sind. Fast, weil der durchweg sehr hohe Preis die Anschaffung den meisten Instituten wohl zum mindesten sehr erschwert. Wir haben aus solchen Überlegungen heraus im hiesigen Institut schon vor mehreren Jahren selbst ein Registrierphotometer konstruiert. Dieses hat sich seither trotz verhältnismäßig einfacher Ausführung und niedriger Herstellungskosten stets ausgezeichnet bewährt, so daß ich glaube, mit einer kurzen Mitteilung der wesentlichen Konstruktionsprinzipien anderen Instituten einen Dienst zu erweisen.

Es ist vorauszuschicken, daß bei der Konstruktion kein Wert auf besondere „Schikanen" gelegt wurde, die zwar oft sehr angenehm sind, auf die man aber im Interesse einer einfacheren Herstellung getrost verzichten kann, wenn, wie in einem Physikalischen Institut, das Instrument nur von experimentell einigermaßen geschickten Leuten benutzt wird. Vor allem aber war für die Konstruktion Vorbedingung die, daß der Bau mit den einfachsten Hilfsmitteln einer Institutswerkstatt möglich sein sollte; erforderlich ist an Werkstattmaschinen nur eine gute Drehbank.

Das Photometer arbeitet in altbekannter Weise mittels Photozelle und Einfadenelektrometer mit parallel liegendem Ableitwiderstand. Die zu photometrierende Platte („Meßplatte") wird vergrößert auf einen Spalt vor der Photozelle abgebildet, der Faden des Elektrometers andererseits auf die „Registrierplatte", auf der die Photometerkurve aufgezeichnet wird. Die wesentliche Aufgabe für die mechanische Ausführung ist dann stets die, die Bewegungen der Meßplatte und der Registrierplatte mit einem in möglichst weiten Grenzen leicht veränderlichen Übersetzungsverhältnis zu koppeln.

Hierfür wurde ein, wie ich glaube neuartiges, Prinzip angewandt, das zunächst schematisch durch Fig. 1 erläutert sei. M bedeute die senkrecht zur Zeichenebene liegende Meßplatte, R die

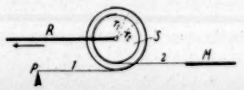


Fig. 1. Schema der Übersetzung zwischen Meßplatte M und Registrierplatte R.

Registrierplatte. Diese wird durch den Antriebsmechanismus langsam in der Pfeilrichtung gezogen; zugleich soll M zwangsläufig eine im Verhältnis der Übersetzung kleinere Bewegung ausführen. Zu diesem Zweck trägt R eine „Übertragungsscheibe" S, die aus zwei konzentrischen, miteinander fest verbundenen Rollen mit verschiedenen Radien r_1 und r_2 besteht. Über jede der Rollen läuft ein Stahldraht, dessen eines Ende an den Rollen selbst befestigt ist. Das andere Ende des über die größere Rolle geführten Drahtes 1 ist an einem unbeweglichen Punkt P befestigt, das des Drahtes 2 an der Meßplatte M. Man überlegt sich leicht, daß, falls $r_1 = r_2$ gemacht würde, M bei einer Bewegung von R in Ruhe bleiben würde und daß bei $r_2 < r_1$ M eine im Verhältnis $\frac{r_1 - r_2}{r_1}$ kleinere Bewegung als R ausführt. Die Übersetzung, d. h. die, verglichen mit R, kleine Bewegung von M wird also einfach erreicht durch die Differenz zweier großer Bewegungen, nämlich Aufrollen des Drahtes 1 und Abrollen des Drahtes 2. Daß eine solche Anordnung auch bei großem Übersetzungsverhältnis (bis 1 : 100) eine exakte Übertragung ermöglicht, ohne daß besondere Anforderungen an Präzision der Ausführung zu stellen sind (wie dies bei Schraubenspindeln oder Hebelübertragung der Fall ist), liegt letzten Endes daran, daß der Drehpunkt der Übertragungsscheibe mitbewegt wird. Erforderlich ist nur:

1. Beide Rollen müssen genau konzentrisch sein (für die Lagerung ist dies in erster Näherung unwesentlich). Dies ist leicht zu erreichen, indem man sie aus einer starken Scheibe gemeinsam auf der Drehbank abdreht.
2. Die zur Übertragung dienenden Drähte müssen exakt am Umfang der Rollen aufliegen. Um dies zu erreichen, sind einfach zylindrische Rollen verwendet und ferner nicht etwa, was aus anderen Gründen naheliegen würde, Stahlbänder, sondern blanke Stahldrähte, die nur längs einer Geraden die Zylinderfläche der Rollen berühren.
3. Die Platten R und insbesondere M müssen möglichst reibungsfrei beweglich sein, damit nicht durch die Dehnbarkeit der Stahldrähte die Zwangsläufigkeit der Koppelung gestört wird.

Der letzte Punkt bestimmte im wesentlichen die praktische Ausführung derart, daß als Träger für die Platten nicht die meist üblichen Schlitten, sondern auf Rollen leichtbewegliche Wagen verwendet wurden. Da diese Wagen horizontal hintereinander laufen müssen, ergab sich der weitere Aufbau sinngemäß so, daß Meß- und Registrierplatte ebenfalls horizontal liegen und der optische Strahlengang vertikal verläuft.

Die Anordnung der beiden Wagen ist in Fig. 2 unter Fortlassung von Einzelheiten in Aufsicht und Seitenansicht dargestellt. Die Wagen laufen auf Schienen, die von zwei runden (Durchmesser 15 mm), verchromten Stahlstäben in 14,5 cm Abstand gebildet werden. Beide Wagen haben auf der vorderen Seite je zwei Laufrollen, die zur Erzielung einer einwandfreien Führung die gezeichnete konische Form haben. Auf der anderen Schiene laufen sie mit je einer einfach zylindrischen Rolle, da anderenfalls die Führung überbestimmt wäre. Sämtliche Rollen sind in je zwei Kugellagern gelagert, eines davon ein gewöhnliches Kugellager, das andere ein Pendellager. Die Übertragungsscheibe S ist auf dem Wagen R in solcher Höhe angebracht, daß die Stahldrähte etwa in Höhe der Laufrollen angreifen, und ist ebenfalls in zwei Kugellagern

gelagert. Zur Einstellung verschiedener Übersetzungen ist die Scheibe als Ganzes auswechselbar, und zwar sind eine Reihe von Scheiben vor-

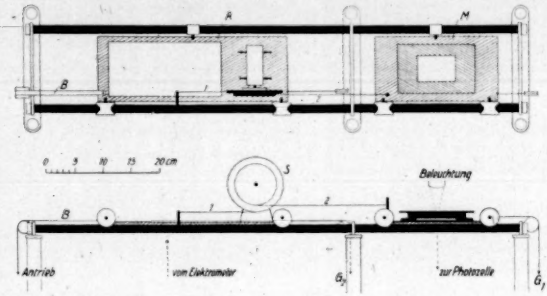


Fig. 2. Konstruktion des Photometers. Oben: Aufsicht; unten: Seitenansicht.

rätig mit Übersetzungen zwischen 1 : 3 bis 1 : 100. Die größere der beiden Rollen, aus denen die Scheiben bestehen, hat stets den gleichen Radius $r_1 = 5{,}0$ cm; die Breite beider Rollen beträgt 5 mm. Natürlich ist es bei großen Übersetzungen schwer, bei der Herstellung der Scheibe genau einen gewünschten Wert für die Differenz der Radien einzuhalten; man muß vielmehr das Übersetzungsverhältnis einer Scheibe nachträglich durch Photometrieren einer Skala bestimmen. Als Übertragungsdrähte werden Stahldrähte von 0,5 mm Durchmesser verwendet. Ein am rechten Ende des Wagens M angreifendes Gegengewicht G_1, das über eine leicht-

Fig. 3. Antriebsvorrichtung.

bewegliche Rolle (Kugellager) geführt ist, sorgt dafür, daß die Drähte gespannt sind. Wichtig ist, daß beim Auswechseln der Übertragungsscheibe, d. h. bei Veränderung von r_2, der Draht 2 stets parallel den Schienen geführt wird; die Befestigung am Wagen M muß also entsprechend der Höhe nach justierbar sein.

Im einzelnen trägt der Wagen M einen Kreuzschlitten und Drehtisch zum Einjustieren der zu photometrierenden Platte. Der Wagen R ist eingerichtet zur Aufnahme der Platten (bzw. von photographischem Papier) im üblichen Format 9 × 18 cm.

Der Antrieb des Wagens R ist im Grunde genommen kein Problem, jedoch entsteht bei Aufnahmen hell auf dunklem Grund leicht ein gestreifter Untergrund. Dieser Schönheitsfehler ließ sich vollkommen vermeiden durch die in Fig. 3 gezeichnete Antriebsvorrichtung. Der Wagen, an dessen rechtem Ende über eine Schnurrolle ein Gegengewicht G_2 befestigt ist, wird durch ein Stahlband B gezogen, das über drei Rollen geführt ist und durch das Gewicht G_3 gespannt gehalten wird. Angetrieben wird die Rolle A, eine Messingwalze von 2 cm Durchmesser mit leicht angerauhter Oberfläche, und zwar mittels Elektromotor und Schneckenreduziergetriebe unter Zwischenschaltung einer Schnurübertragung, die die Drehzahl der Getriebeausgangswelle im Verhältnis 4 : 1 untersetzt. Hiermit erreicht man eine genügende Verkleinerung des immer etwas ungleichförmigen Ganges eines Zahngetriebes.

Der Aufbau des ganzen Photometers ist aus der Photographie in Fig. 4 ersichtlich. Die Schienen werden von sechs Messingsäulen (Rohr von 25 mm Durchmesser, 2 mm Wandstärke) getragen, die auf einer 2,5 cm starken Marmorgrundplatte befestigt sind. Oberhalb des Wagens M befindet sich die Beleuchtungsvorrichtung (Autoscheinwerferlampe, 6 Volt, 25 Watt) nebst einstellbarem Kondensor. Die Lampe wird aus einer Akkumulatorenbatterie gespeist und brennt hinreichend konstant, so daß eine besondere Kompensation etwaiger Helligkeitsschwankungen entbehrlich ist. Unterhalb des Wagens befindet sich das Objektiv (Zeiss *aa*), welches die Platte in zehnfacher Vergrößerung auf einen über der Photozelle befindlichen Spalt abbildet. Die nutzbare Spaltlänge beträgt 30 mm, die Breite ist veränderlich. Der Strahlengang verläuft in einem lichtdichten Schacht, der zur Scharfeinstellung auf die Spaltebene leicht zu öffnen ist. Die Photozelle (gasgefüllte Kaliumzelle von Preßler, Leipzig) und das Elektrometer (ein Einfadenelektrometer alter Bauart von Edelmann, München, bei dem nur die Mikroskopeinstellung

verbessert wurde) sind gleichfalls lichtdicht und elektrostatisch geschützt eingebaut. Die Lichtquelle (25-Watt-Lampe) nebst Kondensor und

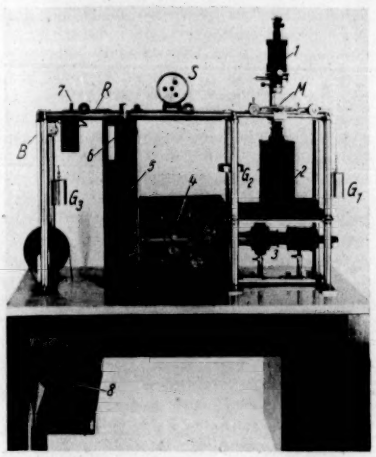


Fig. 4. Ansicht des Photometers.
M = Meßplatte; R = Registrierplatte; S = Übertragungsscheibe; G_1, G_2, G_3 = Gegengewichte; B = Stahlband zum Antrieb.
1. Beleuchtungsvorrichtung; 2. Spalt, darunter Photozelle; 3. Beleuchtungsvorrichtung mit Kondensor und Wasserkasten für das Elektrometer; 4. Elektrometer; 5. Lichtschacht für Abbildung des Elektrometerfadens; 6. Mattscheibe zur Beobachtung des Elektrometerfadens; 7. Automatischer Ausschalter; 8. Antriebsmotor mit Getriebe.

Wasserkasten zur Projektion des Elektrometerfadens ließ sich bequem unterhalb der Photozelle anbringen. Vor dem Projektionsokular des Elektrometermikroskops befindet sich ein totalreflektierendes Prisma, welches das Bild des Fadens senkrecht nach oben wirft; auch hier verläuft der Strahlengang in einem lichtdichten Schacht. Unmittelbar unter der Registrierplatte befindet sich, quer zur Bewegungsrichtung des Wagens, ein Spalt von 0,3 mm Breite, daneben ein gegen die Vertikale unter 45° geneigter Spiegel, welcher gleichzeitig einen Teil des Bildes vom Elektrometerfaden auf die vorn sichtbare Mattscheibe wirft. Die Fadenbewegung kann damit während des Photometrierens leicht fortlaufend beobachtet werden.

Die Registriergeschwindigkeit ist hauptsächlich durch die Einstelldauer des Elektrometers bedingt. Sie beträgt, je nach Art der Aufnahme, etwa 6–8 Minuten bei Ausnutzung der ganzen Länge der Registrierplatte von 18 cm.

Beispiele von Registrierungen sind in verschiedenen Veröffentlichungen aus dem Institut[1]) zu finden, so daß auf eine Wiedergabe hier verzichtet werden kann.

Das Photometer wurde 1930 gemeinsam mit Herrn Dr. H. Kiessig konstruiert, dem ich bei dieser Gelegenheit nochmals für seine Mitarbeit herzlich danken möchte. Besonderer Dank gebührt ferner dem Institutsmechaniker, Herrn Oberwerkmeister Fries, für die verständnisvolle und sorgfältige Ausführung.

1) H. Kiessig, Ann. d. Phys. **10**, 715 u. 769, 1931; G. Ellenberger, Ann. d. Phys. **14**, 221, 1932; R. Riedmiller, Ann. d. Phys. **20**, 377, 1934; K. Haberl, Ann. d. Phys. **21**, 285, 1934.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, November 1934.

(Eingegangen 23. November 1934.)

Eine Vorrichtung zum Umzeichnen von Photogrammen in Intensitätskurven.

Von Karl Haberl.

Mit Registrierphotometern hergestellte Photogramme (Fig. 1, Kurve II) von Spektralaufnahmen geben im allgemeinen noch keine Darstellung der Intensität. Die Abszisse entspricht meist Wellenlängen, die Ordinate aber stellt Photometerausschläge, also willkürliche Einheiten, oft Schwärzungen dar. Um von Photometerausschlägen zu Intensitäten zu kommen, muß man eine Kurve I benützen, die den Zusammenhang zwischen Photometerausschlägen und Intensitäten darstellt. Zeichnerisch müßte man so vorgehen, daß man die einem Photometerausschlag A im Punkte P entsprechende Intensität J der Kurve I entnimmt und in P aufträgt. Macht man dies punktweise für das ganze

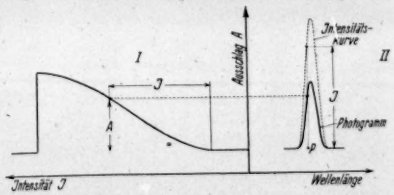


Fig. 1. Umzeichnung eines Photogramms in Intensitäten schematisch. I Schwärzungskurve. II Photogramm (ausgezogen), umgezeichnete Kurve (gestrichelt).

Photogramm II, dann bekommt man eine Intensitätskurve (gestrichelt). Da dieses Umzeichnen bei komplizierteren Kurven sehr zeitraubend

ist, wurde ein Apparat gebaut, der das Umzeichnen mechanisch besorgt. Setzt man ein Planimeter auf, so kann man gleichzeitig die

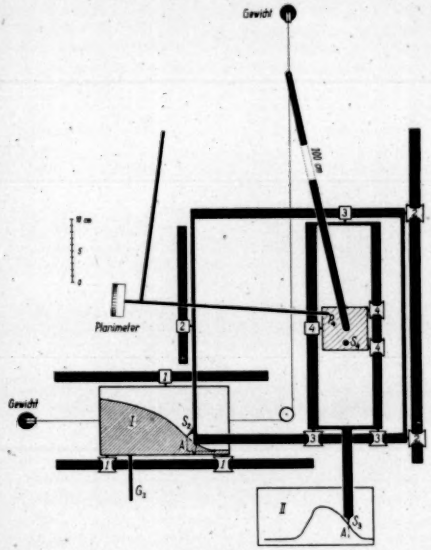


Fig. 2. Umzeichenvorrichtung schematisch.

von den Intensitätskurven umschlossenen Flächen ausmessen.

Die Kurve I wird durch Photometrieren von Schwärzungsmarken gewonnen, die durch Aufnahme von Licht derselben Wellenlänge hergestellt sind, wie sie die auszumessende Spektrallinie hat. Bei der Konstruktion des Apparates ist vorausgesetzt, daß bei Kurve I die Intensität linear mit der Abszisse ansteigt. Eine solche Intensitätsverteilung bekommt man z. B. mit der Blende von v. Hirsch und Schön[1]).

1) R. v. Hirsch u. Schön, Zeitschr. f. Astrophys. **1**, 164, 1930.

Fig. 2 zeigt die Anordnung schematisch. Es laufen vier Wagen übereinander. Wagen 1 zuunterst, es folgen nach oben 2, 3 und 4. Die Laufrichtungen gehen aus Fig. 2 hervor. Die Schwärzungskurve I wird auf Aluminiumblech (0,3 mm) mit Syndetikon aufgeklebt (statt dessen kann man gleich das Agfa-Korrektostatpapier verwenden, das eine Aluminiumeinlage besitzt), mit einer gewöhnlichen Schere der Kurve entlang ausgeschnitten und auf Wagen 1 befestigt. Anschläge gewährleisten die richtige Lage. Das Photogramm II kommt in einen Klapprahmen mit Anschlägen. Die rechte Hand umfährt mit Stift S_3 Kurve II. Verschiebungen in Richtung der Abszisse sollen erhalten bleiben und werden daher unverändert von Wagen 3 auf Wagen 4 und damit auf den Schreibstift und das Planimeter übertragen. Verschiebungen in Richtung der Ordinate sollen in Intensitäten übersetzt werden und werden daher von Wagen 3 auf Wagen 2 mit Schneide S_2 übertragen, nicht aber auf Wagen 4. Die Schneide S_2 liegt immer der in Aluminiumblech ausgeschnittenen Kurve I an. Bei einer Verschiebung A von S_3 und S_2 kann man Wagen 1 um J gleich der dem Ausschlag A entsprechenden Intensität nach rechts verschieben. Diese Verschiebung wird durch einen Seilzug auf Wagen 4 in Richtung der Ordinate übertragen. Wagen 4 und damit der Schreibstift S_4 und die Spitze P_4 des Planimeters beschreibt demnach Intensitätskurven. Der Schreibstift zeichnet diese auf eine darübergelegte Fläche, die in Fig. 3 weggelassen ist.

Besteht bei Kurve I kein linearer Zusammenhang zwischen Intensität und Abszisse, dann

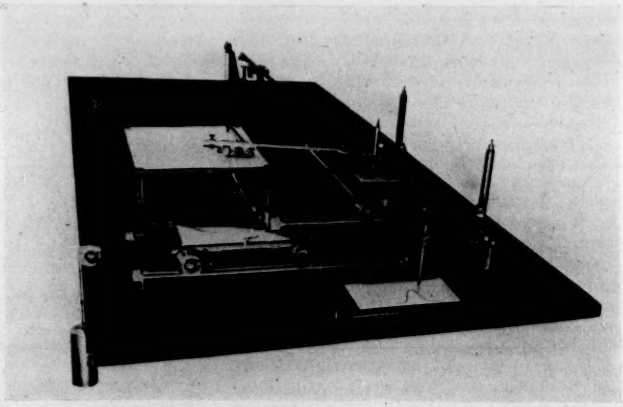


Fig. 3. Ausführung der Umzeichenvorrichtung.

kann man in den Seilzug, der Wagen 1 mit Wagen 4 verbindet, zwei Trommeln entsprechender Form einschalten. Auf die eine wickelt sich das Seil von Wagen 1 kommend auf, und die andere Trommel gibt entsprechend dem Zusammenhang zwischen Abszisse und Intensität Seil frei, so daß Wagen 4 in Richtung der Ordinate Verschiebungen proportional den Intensitäten macht.

Fig. 3 zeigt die Ausführung der Anordnung. Die Wagen sind mit drei Rädern statisch bestimmt gelagert, die Räder haben Kugellager und laufen auf runden, verchromten Eisenstäben. Die Räder mit den kegelförmigen Laufflächen besitzen ein Pendellager und ein gewöhnliches Kugellager, gewährleisten daher eine definierte Führung ohne Spiel. Der Seilzug ist mit einem Kilogramm vorgespannt. Die ganze Anordnung läuft sehr leicht, nicht ruckweise und hat keinen merklichen toten Gang.

Bedienung: Mit der rechten Hand umfährt man mit Stift S_3 die Kurve II, mit der linken Hand führt man mit Griff G_1 den Wagen 1 so, daß die Schneide S_2 der Kurve I stets anliegt. Dies fühlt man an dem leichten Widerstand, den die Schneide einer weiteren Verschiebung entgegensetzt. Man wird daher von der Beobachtung des Stiftes S_3 nicht abgelenkt.

Um den Einfluß des Fehlers klein zu machen, den man begeht, wenn man mit S_2 oder S_3 beim Planimetrieren nicht an den Ausgangspunkt zurückkehrt, kann man jede Fläche zur Gewinnung eines Meßwertes mehrmals umfahren.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Juni 1934.

(Eingegangen 23. November 1934.)

Oszillographische Sondenmessungen an laufenden Schichten der positiven Säule von Edelgasen.

Von W. Pupp.

I. Zielsetzung.

Bei den laufenden Schichten der positiven Säule in Edelgasentladungen handelt es sich bekanntlich um wellenartig von der Anode zur Kathode fortschreitende Schwankungen des Plasmazustandes. Ein anschauliches Bild dieser Vorgänge liefert die vom Verfasser bereits früher[1]) beschriebene oszillographische Sondenmethode. Hierbei wird die Stromsondenmethode nach Langmuir auf ein periodisch veränderliches Plasma angewandt. Nachdem seit der früheren Mitteilung inzwischen durch weitere Meßreihen und ergänzende Beobachtungen das Versuchsmaterial vervollständigt worden ist, sollen im folgenden die wesentlichsten Ergebnisse der Sondenmessungen an laufenden Schichten an Hand einer Anzahl von Beispielen erläutert werden. Die Absolutbeträge der dargestellten Größen sind dabei weniger von Wichtigkeit, als ihr zeitlicher und räumlicher Verlauf. Auch die Parameter der Entladung, wie Strom, Druck, Gasart usw. haben im vorliegenden Zusammenhang nur untergeordnete Bedeutung. Dies wird durch gelegentliche Vergleiche gezeigt werden. Die Mehrzahl der Messungen wurde in Argon durchgeführt.

1) W. Pupp, Physik. Zeitschr. **33**, 844—847, 1932.

II. Experimentelle Hilfsmittel.

1. Stromführende Sonde zur Plasma-Analyse.

Mit Rücksicht auf die bereits vorliegende Beschreibung der oszillographischen[1]) Stromsondenmethode (vgl. dazu a. a. O. Fig. 5) genügt es, auf einige Dinge hinzuweisen, die zur Vermeidung von Fehlern beachtet werden müssen. In der betreffenden Schaltung wird die Sonde über einen bekannten Ohmschen Widerstand an ein meßbar veränderliches, aber zeitlich ruhendes Potential gelegt. Bei Anwendung eines Widerstandes zur Spannungsteilung muß die vollkommene Ruhe des genannten Potentials durch einen großen Kondensator (hier 30 μF) erzwungen werden. Unter dieser Voraussetzung läßt sich aus der Oszillographenkurve der zu jedem Augenblickswert der Sondenspannung gehörende Sondenstrom berechnen. Weiterhin muß der Verstärker (ein einstufiger Gleichspannungsverstärker) ausreichend negative Gittervorspannung haben, damit das Gitter des Verstärkerrohres keinen Strom aus der Sonde entnimmt. Die für einwandfreie Messungen erforderliche Verzerrungsfreiheit und Frequenzunabhängigkeit des Verstärkers läßt sich durch richtige Bemessung erreichen. Dazu gehört auch die Anwendung einer ausreichenden Anodenspannung. Die Ablenkplatte der Braunschen Röhre ist an die Anode des Verstärkerrohres unmittelbar angeschlossen. Ihr Potential schwingt um das Erdpotential herum. Diese Potentiallage wird im Verlauf der Messungen durch Vorspannungsbatterien nach Bedarf meßbar verlagert, um auch höhere Augenblickswerte, als auf dem Schirm der Braunschen Röhre Platz haben, zur Ausmessung auf den Schirm zu bringen. Mit Hilfe dieses Teiles der Schaltung wurde auch der

1) Die von dem Forschungsinstitut der AEG. freundlichst überlassenen Kathodenstrahloszillographen und Photozellen haben sich seitdem bestens bewährt.

Spannungsmaßstab der Oszillogramme ständig kontrolliert, was mit Rücksicht auf die zeitliche Ausdehnung der Meßreihen (mehrere Stunden) erforderlich war.

Als Sonde diente meist ein dünnes Wolframdrähtchen, das aus einem Quarzröhrchen wenige Millimeter herausragte. Diese Sonde konnte in der Längsrichtung der Säule verschoben und von der Rohrachse bis zur Wand geschwenkt werden. Teilweise wurden zum Vergleich auch Kugelsonden verwandt, die aber in der Achse feststanden. Diese ließen infolge ihrer großen Oberfläche eine Erreichung desjenigen Punktes der Sondencharakteristik, an dem der Elektronenstrom seinen Sättigungswert annimmt, nicht zu. Dafür konnten aber die Ionenströme genauer gemessen werden. Durchgehend wurden die Sondenströme so niedrig gehalten, daß das Wesen der Hauptentladung nicht merklich verändert wurde. Dies läßt sich leicht am Verhalten der laufenden Schichten nachprüfen, und zwar schon mittels des Drehspiegels. Eine Störung ist an einer Veränderung der Geschwindigkeiten zu erkennen.

Bei stark positiver Sonde beobachtet man eine intermittierende Lichterscheinung an ihr, die vom Verfasser an anderer Stelle[1]) bereits als anodische Schwingung erklärt worden ist. Auf den zur Auswertung benötigten Teil der Sondencharakteristik haben diese Vorgänge keinen Einfluß.

2. Stromlose Doppelsonde zur Feldstärkenbestimmung.

Als Ergänzung der eben erläuterten Sondenmethode wurde noch ein besonderes Verfahren zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke angewandt. Bekanntlich stellt sich eine stromlose Sonde auf einen vom Raumpotential abweichenden Potentialwert ein. Die Größe der Abweichung hängt von der Plasmazusammensetzung ab. Bringt man in einer homogenen positiven Säule in zwei Punkten, die von der Achse des Rohres gleichen Abstand haben, zwei gleichartige Sonden an, so ist die Potentialabweichung für beide Sonden gleich, da an beiden Stellen das Plasma die gleiche Zusammensetzung hat. Die Potentialdifferenz der Sonden ist dann gleich der Potentialdifferenz der betreffenden Raumpunkte. Unter Berücksichtigung des Abstandes der beiden Querschnitte, wo die Sonden sich gerade befinden, erhält man daraus die elektrische Feldstärke. Die Sonden dürfen einander nur bis zu einem gewissen Grade genähert werden, damit sie sich nicht gegenseitig stören.

Wendet man dieses Verfahren der Doppelsonde auf eine Säule mit laufenden Schichten an, so zeigt sich, daß man eine Anordnung finden kann, die verläßliche Werte für die elektrische Feldstärke liefert. Man geht dabei von der vollkommenen Zylindersymmetrie der zu untersuchenden Plasmagebilde aus. Bringt man zunächst die beiden Sonden an zwei Punkte des gleichen Querschnittes, die gleichen Abstand von der Achse und damit gleiches Potential haben, so ist ihre Potentialdifferenz dauernd Null. Die Gefahr einer gegenseitigen Störung besteht in diesem Falle bestimmt nicht. Verschiebt man nun die eine Sonde aus dieser Anfangslage um meßbare kleine Strecken, so findet man so weit Proportionalität zwischen Verschiebung und Spannung, als die Verschiedenheit des Plasmas keine merklich verschiedene Aufladung der Sonden bewirkt. Es zeigt sich, daß einige Prozent der Schichtweite zulässig sind, das waren im vorliegenden Falle mehrere Millimeter. Diese Entfernung lag ein gutes Stück oberhalb der Strecke, wo eine gegenseitige Störung zweier benachbarter Sonden beobachtet werden konnte. Daher ist das Verfahren auch auf Punkte der Achse anwendbar.

Bei der praktischen Durchführung der Messung sind einige Schwierigkeiten zu überwinden, die einerseits in der Kleinheit der zu beobachtenden Spannungen begründet sind, andererseits darf den Sonden kein Strom entnommen werden. Bei Verwendung eines Kathodenstrahloszillographen läßt sich die notwendige Spannungsempfindlichkeit durch einen Verstärker erzielen, der seinerseits die Sonden in keiner Weise mit Strom, beispielsweise für kapazitive Aufladungen, belasten darf. Die genannte Forderung läßt sich mit einer in Fig. 1 dargestellten Verstärker-

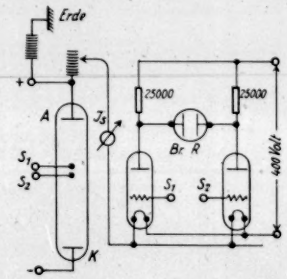


Fig. 1. Verstärkerschaltung für Doppelsonden.

schaltung erreichen, bei der beide Sonden (S_1 und S_2) unmittelbar an die Gitter der Verstärkerrohre gelegt sind. Das Ruhepotential der Verstärkerrohrkathoden ist derart an das Potential des zu untersuchenden Entladungsrohres angeschlossen, daß kein Gitterstrom fließt, was an

1) W. Pupp, Physik. Zeitschr. **34**, 756–761, 1933.

einem dazwischengeschalteten Strommesser (I_s) festgestellt werden kann. Die Ablenkplatten des Oszillographen (BrR) sind an die Anoden der Verstärkerrohre unmittelbar angeschlossen und schwingen um das Erdpotential herum. Dies war bis zu gewissem Grade zur Erhaltung der Zeichenschärfe des Kathodenstrahles erforderlich.

An den Steuerbereich des Verstärkers werden hohe Anforderungen gestellt. Das Potential am Eingang des Verstärkers schwankt gegenüber dem der Verstärkerkathoden um einen Betrag, der ein Vielfaches der zu messenden Potentialdifferenzen sein kann. Das liegt in der Natur der zu untersuchenden Entladung mit laufenden Schichten begründet, wie aus später folgenden Angaben zu entnehmen ist. Beide Zweige des Verstärkers müssen ferner die gleiche Verstärkung aufweisen, damit die Differenz der Ausgangspotentiale stets proportional den Eingangspotentialdifferenzen ist. Diese Bedingung läßt sich durch geeignete Röhren und Widerstände leicht erreichen. Nachprüfen läßt sie sich durch einen einfachen Versuch: Bringt man die beiden Gitter miteinander und nur einer Sonde in Verbindung, so muß der Oszillograph den Dauerausschlag Null zeigen, obwohl beide Gitter und Anoden starke Schwankungen ausführen. Der Verstärker kann mit Gleich- oder Wechselspannung geeicht werden.

3. Außensonde.

Die Raumladungsschwankungen, die mit dem Vorgang der laufenden Schichten verbunden sind, machen sich durch die Wand des Entladungsrohres hindurch bemerkbar. Um diese summarische Wirkung nach außen zu untersuchen, wurden Außensonden in Gestalt eines Metallbandes angewandt, das um das Entladungsrohr herumgelegt war und sich längs der Rohrachse entlang schieben ließ. Die Potentialschwankungen einer solchen Sonde gegenüber den Rohrelektroden wurden meist über einen gewöhnlichen Wechselspannungsverstärker am Oszillographen beobachtet. Erhöhtes Interesse hatten indes die Spannungsschwankungen zwischen zwei Außensonden, wenn ihr Abstand verändert wurde. In diesem Falle wurde aus ähnlichen Gründen, wie oben bei den Doppelsonden, ein verzweigter Verstärker, und zwar ein gewöhnlicher Gegentaktverstärker für Wechselstrom verwandt.

III. Messungen.

1. Meßergebnisse längs der Achse.

Mit Rücksicht auf die bei praktischen Messungen notwendige Beschränkung wurde die zeitliche Periode in 8 Phasen eingeteilt (in der ersten Veröffentlichung waren es nur 6), deren Anfang stets in das Helligkeitsmaximum am Sondenort gelegt wurde. Um den wellenartigen Charakter der laufenden Schichten einwandfrei nachzuweisen, wurden die Messungen längs der Achse des Entladungsrohres in 9 verschiedenen Punkten durchgeführt; die über das ganze Rohr gleichmäßig verteilt waren.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Fig. 2 und 3 zusammengestellt. Die aufgetragenen Punkte stellen Mittelwerte der Elektronen- bzw. Ionensättigungsströme der Sonde aus Messungen in verschiedenen Punkten der Achse dar, wo die laufenden Schichten gleichmäßige Ausbildung zeigen. Die Mittelwertbildung ist berechtigt, da die Einzelergebnisse nur im Rahmen der Meßgenauigkeit schwanken. Zum Vergleich

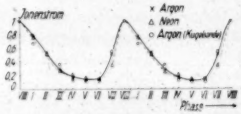


Fig. 2. Ionenströme.

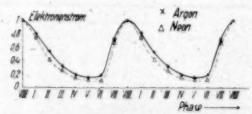


Fig. 3. Elektronenströme.

sind außer den ausgezogenen Kurven für Argon auch gestrichelt solche für Neon dargestellt. Diese sind im gleichen Entladungsrohr aufgenommen worden. Dazugetragen sind noch Meßwerte einiger älterer Meßreihen an Argon mit Kugelsonden, und zwar konnte mit diesen nur der Ionensättigungsstrom (Fig. 2) aufgenommen werden. Um die verschiedenen Messungen besser untereinander vergleichen zu können, sind sie alle auf ihr jeweiliges Maximum als Einheit bezogen dargestellt. Die Absolutbeträge bewegen sich im Mittelwert in der von anderen gewöhnlichen Sondenmessungen her bekannten Größenordnung. Von einer Berechnung der Trägerdichten aus den angegebenen Sättigungsströmen der Sonde in Verbindung mit der dazugehörigen Elektronentemperatur wurde der Einfachheit halber abgesehen. Eine Nachrechnung in einzelnen Punkten könnte mit Hilfe der später folgenden Elektronentemperatur leicht ausgeführt werden. Der Kurvenverlauf der Trägerdichten wird sich von dem der Sondensättigungsströme nicht wesentlich unterscheiden.

Ein Vergleich der Fig. 2 und 3 lehrt, daß Ionen- und Elektronendichte wesentlich gleich

verlaufen, wie ja aus potentialtheoretischen Erwägungen heraus gefordert werden muß. Beim Vergleich der Trägerdichte mit der hier nicht besonders dargestellten Helligkeit macht man die Feststellung, daß der Verlauf im wesentlichen übereinstimmt, bis auf die Höhe des Minimums. Dieses liegt bei der mit Photozelle gemessenen Helligkeitskurve wesentlich tiefer als bei den Trägerkurven. Der Grund dafür mag in der Beschränkung der Photozelle auf ein bestimmtes Spektralgebiet zu suchen sein. Benutzt wurde eine Cäsiumzelle.

Das Verhältnis zwischen kleinstem und größtem Wert der Trägerdichte hängt am meisten davon ab, wie weit unterhalb der Grenzstromstärke man sich befindet. In der Nähe des Grenzstromes ist die Schwankung verhältnismäßig am geringsten. Danach würden die in den Fig. 2 und 3 gezeichneten Neonkurven noch mehr mit den Argonkurven zusammenfallen, wenn sie bei etwas höherem Säulenstrom aufgenommen worden wären.

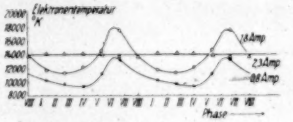


Fig. 4. Elektronentemperatur bei verschiedenen Säulenstromstärken.

Einen wesentlichen Bestandteil der Beschreibung des Plasmas bildet die Angabe der Elektronentemperatur, deren Verlauf in Fig. 4 bei drei verschiedenen Stromstärken zu sehen ist. Bei 0,8 und 1,8 Amp. gibt es laufende Schichten, bei 2,3 Amp. gibt es keine mehr. Im letzten Fall ist die Elektronentemperatur konstant, wogegen bei laufenden Schichten eine starke Schwankung auftritt. Dabei werden Elektronentemperaturen erreicht, die ein beträchtliches Stück oberhalb derjenigen liegen, welche bei homogener Säule zu beobachten sind.

Aus den Sondencharakteristiken lassen sich weiterhin die Potentiale am jeweiligen Sondenort in Abhängigkeit von der Zeit ermitteln. Wählt man als Bezugspotential eine Elektrode des Entladungsrohres, so macht man zunächst die Feststellung, daß der zeitliche Verlauf des Potentials an verschiedenen Punkten der Rohrachse verschieden ist. Dann stellt sich heraus, daß diese Erscheinung längs der Achse sich nach einer Schichtweite periodisch wiederholt. Dieser verwickelte Potentialverlauf ist folgendermaßen zu erklären: Außer den Potentialschwankungen, die mit den Schichten mitlaufen, tritt einerseits ein veränderlicher Anodenfall auf und andererseits am kathodischen Ende der Säule eine irgendwie geartete Potentialschwankung[1]), deren Größe mit von der Stärke der ankommenden Schichtschwankung abhängt. (Diese letztere wird übrigens bei einer Stromstärke wenig unterhalb des Grenzstromes sehr klein.) Die gegenseitige Phasenlage der fortschreitenden Potentialwelle zur Potentialschwankung am Säulenende hängt naturgemäß vom Abstand des betrachteten Punktes vom Säulenende ab.

Bei den Messungen wurde aus praktischen Erwägungen heraus immer auf das Anodenpotential bezogen. In der Nähe der Anode sind die laufenden Schichten am besten ausgebildet. Dort wurden die meisten Messungen ausgeführt. Das längere Ende des Entladungsrohres liegt dann nach der Kathode zu, wobei die Gefahr von Störungen durch langsame Veränderungen in der Entladungsstrecke (Verunreinigungen sammeln sich in Kathodennähe, Kathodenfall ändert sich mit Emissionsfähigkeit der Kathode) besonders groß wird, wenn man die Potentiale auf Kathodenpotential bezieht. Vergleichsmessungen, die sich über längere Zeit ausdehnen, sind dann sehr gefährdet.

Trägt man in ein (hier nicht gezeigtes) Diagramm den Potentialverlauf längs der Rohrachse zu verschiedenen Zeiten (Phasen) ein, so kann man darin ohne weiteres die Schichtpotentialschwankungen von den Anodenfallschwankungen unterscheiden. Die hier interessierenden Schichtpotentialschwankungen sind in Fig. 5 zusammengetragen. Die aus einem Augenblicksbild stammenden Meßpunkte sind jeweils durch ein besonderes Zeichen dargestellt. Aus diesem Potentialbild kann man ersehen, daß die elektrische Feldstärke starken Schwankungen unterworfen ist und sogar ihr Vorzeichen wechselt.

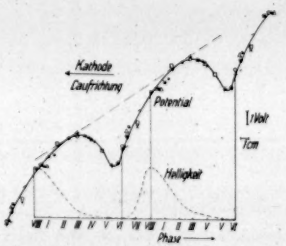


Fig. 5. Augenblicksbild des Potentialverlaufs längs der Achse. Zum Vergleich dazu Helligkeitsverlauf.

Den auf eben geschildertem umständlichen Wege erhaltenen Verlauf kann man mit einem andern

1) Die eigentlichen kathodischen Entladungsteile werden durch die laufenden Schichten nicht beeinflußt.

vergleichen, der mit Hilfe der Methode der Doppelsonde erhalten wurde. Fig. 6 zeigt ein Ergebnis dieser Methode, das sich mit dem von Fig. 5 weitgehend deckt. Die Entladungsbedingungen waren in beiden Fällen etwas verschieden.

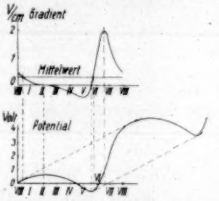


Fig. 6. Feldstärkenverlauf mit Doppelsonde in der Achse gemessen. Daraus Potentialverlauf längs der Achse.

Die Doppelsondenmethode erweist sich demnach als geeignet, den Feldstärkenverlauf in laufenden Schichten messend zu verfolgen. Zusammenhängende Untersuchungen dieser Art liegen noch nicht vor.

Auf Grund der obigen Ergebnisse lassen sich nunmehr die Potentialschwankungen an Außensonden verstehen, die weniger geeignet sind, um in die inneren Vorgänge Einblick zu gewinnen, als um einem mehr praktischen Zweck, nämlich der Messung der Schichtweite zu dienen. Betrachten wir am Oszillographen die Kurvenform der Spannung einer Außensonde gegen die Anode, so wiederholen sich die Schwingungsbilder beim Verschieben der Sonde längs des Rohres, und zwar jedesmal, wenn wir um eine Schichtweite weitergekommen sind. Dabei zeigt die Amplitude eine starke Schwankung derart, daß das erste Minimum im Abstande einer Schichtweite von der Anode erreicht wird. Hier kompensiert die Anodenfallschwingung ungefähr die Schichtpotentialschwingung.

Eine noch bessere Kompensation erreicht man, wenn man statt der Anode eine zweite Sonde nimmt. Zum Zwecke der Schichtweitenbestimmung kann man dann die Sondenspannung über einen Verstärker an einem Zeigerinstrument im Effektivwert ablesen. In Fig. 7 ist der Ausschlag dieses Zeigers in Abhängigkeit von der Sondenstellung aufgetragen. Aus der Schärfe der Maxima und besonders der Minima geht hervor, daß die Methode zur Messung der Schichtweite wohl geeignet ist. Sie ist in weitestem Frequenzbereich brauchbar. Bei Hörfrequenz ist zur Messung sogar ein gewöhnlicher Kopfhörer ohne Verstärker ausreichend, was die einfachste Meßmethode der Schichtweite sein dürfte.

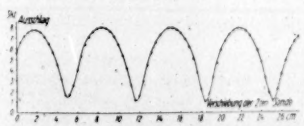


Fig. 7. Effektivwert der Spannung zwischen zwei Außensonden bei verändertem Abstand.

2. Meßergebnisse über den Querschnitt.

Sind die bisher vorgelegten Messungen in der Achse schon geeignet, eine Vorstellung von der starken Inhomogenität der Säule mit laufenden Schichten zu geben, so wird dieser Eindruck durch Untersuchungen der Querschnittsverteilung noch wesentlich verstärkt. Man gewinnt sogar den Eindruck, daß die geschichtlich begründete Bezeichnung als „Schichten" ganz falsche Vorstellungen vom räumlichen Aufbau des Plasmas hervorgerufen hat, der mit dem Aufbau der stehenden Schichten nur wenig gemein hat.

Die obigen Sondenmessungen wurden also weiterhin auf Punkte ausgedehnt, die zwischen Achse und Rohrwand lagen. Der Deutlichkeit halber wurden die Meßergebnisse in Schichtlinien dargestellt. Die Fig. 8, 9 und 10 zeigen Elektronenstrom, Temperatur und Raumpotential in einem Rohrabschnitt von der Länge einer Schichtweite. Die Längen sind unverzerrt, der Elektronenstrom in relativen Einheiten, die Elektronentemperatur in 10000 Grad Kelvin und das Potential in Volt mit willkürlichem anodenseitigem Anfangspunkt dargestellt. Auf eine besondere Darstellung der Feldstärke wurde der Kürze halber verzichtet. An Hand dieser Bilder lassen sich die Zusammenhänge der einzelnen Größen punktweise verfolgen. Mit Rücksicht auf die mangelnde Kenntnis der elementaren Vorgänge sind leider Versuche, etwas an diesen Vorgängen nachzurechnen, wenig befriedigend.

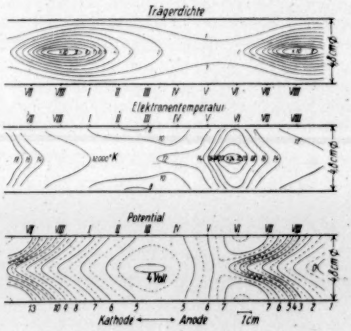


Fig. 8 bis 10. Querschnittsverteilung der wichtigsten Zustandsgrößen des Plasmas.

Warum der Vorgang gerade so und nicht anders verläuft, ist zunächst noch nicht klar.

IV. Zusammenfassung.

Da im Augenblick eine befriedigende Theorie der laufenden Schichten nicht vorliegt, — ein Versuch in dieser Richtung von M. J. Druyvesteyn[1]) geht bewußt von stark vereinfachten Annahmen aus —, hat Verfasser sich darauf beschränkt, mit Hilfe bekannter bzw. weiterentwickelter Sondenmethoden die Zustände des Säulenplasmas in ihrem räumlichen und zeitlichen Verlauf lediglich messend zu verfolgen. Es zeigt sich, daß die laufenden Schichten im Gegensatz zu den stehenden Schichten in unedlen Gasen recht wenig schichtartige Gebilde sind. Daran wird man bei theoretischen Ansätzen kaum vorbeigehen können, wenn man das tatsächliche Verhalten der laufenden Schichten grundsätzlich mit erfassen will. Aus den wiedergegebenen und anderen Versuchen geht ferner hervor, daß die Schwankungen der Plasma-Zustandsgrößen groß sind und die Voraussetzung kleiner Schwankungen im allgemeinen nicht den Tatsachen entspricht. Eine Nachrechnung der Ionisierungsprozesse ist mangels Kenntnis dafür gültiger Ionisierungsfunktionen vorläufig nicht möglich. Die Kenntnis der Ionisierungsvorgänge dürfte die Antwort auf die Frage nach dem Mechanismus überhaupt in sich schließen. Wieweit dabei beispielsweise das Verhältnis der Ionisierungs- zur kleinsten Anregungsarbeit die besondere Stellung der Edelgase vor den anderen einatomigen Gasen bedingt, werden weitere Untersuchungen zeigen müssen.

1) M. J. Druyvesteyn, Physica **1**, 273—280, 1934.

Berlin, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, den 25. November 1934.

(Eingegangen 28. November 1934.)

Eine merkwürdige allgemeine Beziehung zwischen den Frequenzen der Bandenspektra der aromatischen Kohlenwasserstoffe und deren Abkömmlingen.

Von Dan Rădulescu und Cor. Drăgulescu.

Der eine von uns fand, daß die Frequenzen der scharfen Extinktionsmaxima der Lösungen der aromatischen Kohlenwasserstoffe in einem sehr einfachen Verhältnis zueinander stehen. Wenn wir mit F_0 die Frequenz des langwelligsten Maximums bezeichnen, dann ist die Frequenz vieler anderer Banden durch die Beziehung $F_x = F_0 \cdot \varrho^x$ gegeben, wo x eine ganze Zahl und ϱ eine Universalkonstante gleich 1,01048 ist. Mit Hilfe von zwei bis höchstens drei der langwelligsten Frequenzen lassen sich die Frequenzen der übrigen Absorptionsbanden mit einer Genauigkeit von 1 bis 4 Å berechnen. Die Genauigkeit zeigen die Tabellen I und II. Eine gleich gute Übereinstimmung erhält man bei den von de Laszlo ausgeführten Messungen der Absorptionsmaxima des Naphthalins in Hexanlösung[1]).

Trotzdem die Regel, wie sich aus dem vorliegenden Material ergab, ziemlich genau galt und sich als allgemein erwiesen hatte, wurde sie zuerst nur als eine interessante, aber vielleicht doch zufällige Zahlenübereinstimmung angesehen.

Als wir aber vor einiger Zeit, bei der Auswertung unserer eigenen Messungen auf dem Gebiete der Fluoreszenz derselben Kohlenwasserstoffe in Lösung, dieselbe Regel anzuwenden versuchten, stießen wir auf folgendes verblüffende Ergebnis:

Multiplizieren wir die Frequenzen der ersten zwei langwelligsten Fluoreszenzbanden, der Reihe nach, mit den Potenzen von ϱ, so umfassen die so erhaltenen Werte nicht nur die Frequenzen der Fluoreszenz-, sondern auch die der sämtlichen Absorptionsbanden mit derselben Genauigkeit. Zugrunde gelegt wurden die von Pringsheim mitgeteilten Werte[2]) für alkoholische Benzollösung.

Daraufhin erschien uns der Befund von ganz anderer Bedeutung. Wir legten uns die Frage vor: Wie weit reicht die Gültigkeit obiger Gesetzmäßigkeit?

Zuerst bearbeiteten wir noch die besonders scharfen Fluoreszenzbanden derselben Substanzen im festen Zustand und die festen Lösungen bei tiefer Temperatur nach den zuverlässigsten Literaturangaben und fanden, wie erwartet, eine vielleicht noch bessere Übereinstimmung. Wir geben in Tabelle III die Fluoreszenzbanden des festen Benzols als Beispiel wieder[3]). Außerdem ließen sich mit derselben Genauigkeit auch die Kathodolumineszenzspektra von Goldstein in derselben Weise einordnen und berechnen mit einer mittleren Übereinstimmung von etwa ± 1 Å[4]).

Hinter dieser einfachen Beziehung vermuteten wir einen physikalischen Sinn und vielleicht ein neues spektrales Gesetz. Einerseits

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **118**, 382, 1926.

2) Pringsheim, Handb. d. Phys. XXIII, Artikel: „Anregung von Emission durch Einstrahlung", S. 528.

3) Goldstein, Physik. Zeitschr. **11**, 430, 1910. — Fischer, Zeitschr. f. wissensch. Photogr. 6, 315, 1908.

4) Für Naphthalin prüften wir die Lösung in Chlorbenzol bei — 185° C (nach den Werten bei Pringsheim, Handb. d. Phys. XXIII, S. 531, 1926).

trat obige Beziehung bei den Absorptionsspektren in Hexanlösung mit besonderer Genauigkeit auf. Da zwischen diesen Spektren und den Vielbandenspektren der entsprechenden Dämpfe enge physikalische Beziehungen bestehen, sollte die neue Regel sich auch auf diese Dampfspektra anwenden lassen, was auch genau zutrifft. Wir haben das geprüft an den von Almasy und Shapiro[1]) angegebenen Werten der feinen Absorptionsbanden des Benzoldampfes. Wir nahmen drei besonders scharfe Banden von nur 0,3 mm^{-1} Breite als Grundbanden an (3677,1; 3682,6 und 3684,1) und erhielten im Mittel geringere Abweichungen als 0,3 mm^{-1}, d. h. weniger als die Breite der Grundbanden.

Tabelle I.

Absorptionsmaxima von Pyren[2]) nach der Formel (1) berechnet.

x-Werte	N in mm^{-1} ber.	λ ber $m\mu$	λ gefunden $m\mu$	Abweichung
		I. Serie.		
0	*2674*		374,0	—
2	2788	358,7	358,7	0
15	3127	319,8	320,0	−0,2
19	3260	306,8	306,9	−0,1
30	3656	373,5	373,2	+0,3
34	3812	262,3	262,5	−0,2
38	3974	251,7	251,5	+0,2
42	4144	241,3	241,0	+0,3
46	4320	231,5	232,0	−0,5
		II. Serie.		
0	*2747*		364,0	
3	2834	352,9	353,0	−0,1
4	2986	334,9	335,4	−0,5
20	3384	295,5	295,5	0

Tabelle II.

Absorptionsmaxima des Phenanthrens[3]).

x-Werte	N in mm^{-1} ber.	λ ber $m\mu$	λ gefunden $m\mu$	Abweichung
0	*2642*	—	378,5	—
5	2783	359,3	359,1	+0,2
8	2872	348,2	347,5	+0,7
10	2932	341,1	340,5	+0,6
13	3025	330,6	331,0	−0,4
15	3089	323,7	324,0	−0,3
17	3154	317,0	317,1	−0,1
24	3393	294,7	293,5	+1,2
28	3537	282,7	283,0	−0,3
31	3663	273,0	274,0	+1,0
39	3967	252,1	251,5	+0,6

1) Almasy u. Shapiro, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **25**, 394, 1934.

2) Im hiesigen Laboratorium ausgeführte Messungen von F. Barbulescu, Mittel aus fünf Bestimmungen in Alkohollösung.

3) Nach unver. Messungen von Giorgio Ostrogovich im hiesigem Laboratorium, in Alkohollösung.

Tabelle III.

Die Schwingungszahlen N in mm^{-1} der Fluoreszenzbanden des festen Benzols bei — 180°, in vier Serien geordnet und nach der Formel (1) berechnet auf Grund der langwelligsten Banden 3279, 3303, 3328 und 3357. Die erste Spalte enthält die Potenzen von x, mit denen die Grundbandenfrequenzen multipliziert werden, die zweite die berechneten Frequenzen, die dritte die gefundenen Werte nach der Tabelle von P. Pringsheim[1]), die vierte Spalte gibt die Abweichungen in mm^{-1}. (Mittlere Differenz entspricht 1,5 Å.)

I	II	III	IV
x-Werte	N in mm^{-1} ber.	N in mm^{-1} gefunden	Differenz
	I. Serie.		
0	*3279*	3279	—
2	3348	3351	−3
6	3490	3488	+2
7	3527	3524	+3
9	3602	3601	+1
10	3639	3644	−5
11	3677	3676	+1
	II. Serie.		
0	*3303*	3303	—
3	3408	3408	0
7	3553	3556	−3
8	3590	3589	+1
10	3666	3666	0
11	3704	3706	−2
	III. Serie.		
0	3329	3328	+1
4	3471	3469	+2
5	3507	3508	−1
7	3581	3583	−2
9	3656	3656	0
	IV. Serie.		
0	3356	3357	−1
2	3427	3425	+2
7	3610	3609	+1
8	3648	3650	−2

Andererseits besteht zwischen den Lumineszenzbanden bei tiefer Temperatur und im festen Zustand und den Lumineszenzbanden im Dampf ein Zusammenhang. Man könnte also nach obigem vermuten, daß erstens die Fluoreszenz- und Tesla-Lumineszenzbanden ebenfalls in solchen Reihen sich ordnen und berechnen lassen; und zweitens, daß mit Hilfe einer Absorptionsbande auch die Fluoreszenz- und Teslabanden mit einer Genauigkeit von mindestens 0,5 Å sich berechnen lassen und umgekehrt. Auch diese Vermutung traf zu, wie die Durcharbeitung der

1) P. Pringsheim, Geiger-Scheels Handbuch, Bd. XXI, 1929, S. 985.

neuesten Messungen von F. Almasy und C. V. Shapiro[1]) für die Fluoreszenz- und Absorptionsbanden des Benzoldampfes und der ebenda angegebenen Ergebnisse von Austin und Black für die Tesla-Lumineszenzbanden beweist.

Zusammenfassend erscheint uns nach obigem unzweifelhaft, daß im Dampf alle Lumineszenz-, Fluoreszenz- und Absorptionsbanden sich zusammen in Serien ordnen lassen, nach der allgemeinen Formel

$$F_x = F_0 \cdot \varrho^x,$$

wo F_0 die Frequenz einer Bande der Serie, ϱ eine Konstante gleich 1,01048 und x eine ganze positive oder negative Zahl ist.

Wir enthalten uns jeden Versuches einer theoretischen Deutung und möchten nur die Aufmerksamkeit der berufeneren Fachgenossen darauf richten. Daß auch in praktischer Hinsicht zum erleichterten Auffinden gewisser schwacher Banden die Regel von Nutzen sein kann, ist ohne weiteres klar.

Sämtliche Banden aus den Messungen von Almasy und Shapiro und auch die von Austin und Black sowie die von Pringsheim und von Henry lassen sich in verhältnismäßig wenige Serien einordnen und im voraus berechnen. Im infraroten Gebiet erscheint die Gesetzmäßigkeit ebenso genau; über die Berechnung der stärksten Absorptionsbanden soll später berichtet werden.

1) F. Almasy u. C. V. Shapiro, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **25**, 394, 1934.

Cluj, Rumänien, Laboratorium der physikalischen Chemie der Universität, 8. August 1934.

(Eingegangen 20. August 1934.)

Die wahrscheinlichste Ionisationskurve einzelner *Po*-α-Teilchen und das Auftreten großer Ionenmengen am Ende der Reichweite[1]).

Von H. Schulze.

Die Braggsche Kurve stellt die Änderung der Ionisation eines ausgeblendeten Bündels von α-Strahlen als Funktion der Reichweite dar, ihre Form wird durch die Änderung des Ionisierungsvermögens längs der Bahn des einzelnen α-Teilchens und die Reichweitenstreuung bestimmt. Bisher konnte die Ionisierungskurve des einzelnen Teilchens nur indirekt ermittelt werden.

Die große Konstanz des von B. Zipprich[1]) entwickelten Proportionalverstärkers gestattet es, die differentielle Ionisation einzelner α-Teilchen über sehr kleine Wegelemente zu messen. Zur Untersuchung gelangten *Po*-α-Strahlen, die in einem Schutzringkondensator von 0,3 mm L.-Ä. (15°, 760 mm) Breite, bei einem Verstärkungsfaktor von 530, Ausschläge von etwa 8 mm im Duantenelektrometer lieferten.

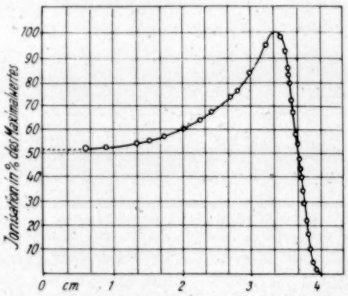


Fig. 1.

Aus der Verteilung der Zahl der α-Teilchen über die Ionenmengen, die für jeden gemessenen Wert der Restreichweite genau bestimmt wurde und die immer etwa 200 Teilchen umfaßte, läßt sich die wahrscheinlichste Ionisation eines α-Teilchens mit einer Genauigkeit von einigen Prozenten ermitteln.

In Fig. 1 ist diese wahrscheinlichste Ionisation in Prozenten der Maximalionisation als Funktion der Reichweite in Luft von 15° C und 760 mm *Hg* dargestellt. Das Ionisationsmaximum liegt 5,4 mm vom Ende der Reichweite entfernt. Aus den Messungen von Briggs[2]) folgt ein Abstand von 6,0 mm für das Maximum des Energieverlustes. Die extrapolierte Reichweite ergibt sich zu 3,87 cm.

Während die Verteilung der Teilchenzahl über die Reichweite etwa nach Art einer Gaußschen Fehlerfunktion verläuft, ergeben sich am äußersten Ende der Reichweite für die Ionisationswerte Abweichungen in dem Sinne, daß eine kleine Anzahl von Teilchen mit sehr großen

1) Ausführliche Publikation erfolgt demnächst in der Zeitschrift für Physik.

1) B. Zipprich, Zeitschr. f. Phys. **85**, 592, 1933.

2) G. H. Briggs, Proc. Roy. Soc. (A) **114**, 341, 1927.

Ionisationsvermögen auftreten, die aus der Verteilung herausfallen. Eine nähere Untersuchung zeigte die in Fig. 2 angegebene Verteilung der Häufigkeit dieser fünf- bis zehnfach größeren Ionenmengen in Prozenten der Gesamtteilchenzahl über die letzten Millimeter der Reichweite.

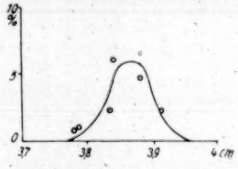


Fig. 2.

Es handelt sich offenbar um einen ähnlichen Effekt, wie ihn F. Joliot[1]) beobachtete. In diesem Reichweitenbereich hat man vorwiegend mit neutralen Teilchen zu rechnen, die für den Stoßvorgang dieselbe Rolle spielen wie die Rückstoßatome.

1) F. Joliot, Journ. de Phys. et le Radium **5**, 219, 1934.

Halle a. d. S., Institut für Experimentalphysik.

(Eingegangen 10. September 1934.)

Nachtrag zu dem Bericht „Über die Erforschung der freien Alkalimetalle (1930—1933)“[1]).

Von H. Alterthum und R. Rompe.

Auf Seite 828 ist unter c) „Photoelektrische Eigenschaften“ zu berichtigen, daß der Marx-Effekt bei *Na* nicht auftritt (14), daß also die versuchte Zurückführung der Erscheinung auf die besondere Lichtempfindlichkeit von *K*-bedeckten Anoden richtig sein dürfte; allerdings wird die Meßgenauigkeit dieser Versuche von anderer Seite (15) für zu gering gehalten und seine Existenz an *K*, *Rb* und *Cs* wieder bestätigt. Eine endgültige Klärung dieser Frage steht wohl noch aus.

Ferner ist zu bemerken, daß der im gleichen Abschnitt S. 829 erwähnte Einfluß von molekularem Wasserstoff (27) auf *K*-Schichten wohl nur auf mangelnde Reinheit des verwendeten Wasserstoffs zurückzuführen sein dürfte (H. Simon und R. Suhrmann, Lichtelektrische Zellen und ihre Anwendung, Fußnote S. 23). Eine nach der Berichtszeit erschienene Arbeit (F. Klauer, Ann. d. Phys. **20**, 909, 1934) bestätigt die alten Befunde früherer Autoren (O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc. **107**, 387, 1925; H. Theissing und R. Suhrmann, Zeitschr. f. Phys. **52**, 453, 1928), daß molekularer Wasserstoff bei Zimmertemperatur keine merkbare Veränderung des Photoeffektes von *K*-Oberflächen hervorruft.

1) Diese Zeitschr. **35**, 814—836, 1934.

BESPRECHUNGEN.

R. Becker, Theorie der Elektrizität. Band II. Elektronentheorie. Sechste vollständig neubearbeitete Auflage des Werkes von M. Abraham. Gr.-8°. VII und 400 S. Mit 86 Figuren. Leipzig und Berlin 1933. B. G. Teubner. Geb. RM. 17.—.

In noch höherem Masse als der in Bd. 32, S. 567 dieser Zeitschrift besprochene I. Bd. hat der II. Bd. durch die Neubearbeitung gewonnen. Die Gliederung des Stoffes ist wesentlich übersichtlicher geworden. Heute als altmodisch empfundene Abschnitte, wie der über das starre Elektron, wurden weggelassen. Besonders erfreulich ist es, daß auch die ganze Art der Darstellung wesentlich lebendiger und anschaulicher geworden ist, wie es schon rein äußerlich in der Erhöhung der Zahl der Abbildungen von 11 auf 86 zum Ausdruck kommt.

Das Buch behandelt das freie und das elastisch gebundene Elektron, die Feldgleichungen in ruhenden und langsam bewegten Medien, die spezielle Relativitätstheorie, die Elektronentheorie der Metalle und die Hohlraumstrahlung. Bei der Seitenzahl des Buches ist es verständlich, daß quantentheoretische Gesichtspunkte nur dort herangezogen werden, wo es unumgänglich ist: bei der Statistik der Metallelektronen und der Hohlraumstrahlung. Besonders erfreulich sind die zahlreich eingestreuten Diskussionen einprägsamer Experimente, die den jüngeren Leser davor bewahren werden, in den unvermeidlichen mathematischen Deduktionen reine Rechenübungen zu sehen und die auch dem Besitzer älterer Auflagen den Besitz der neuen Auflage wünschenswert erscheinen lassen werden.

Scherzer.

Bildwort-Englisch. Technische Sprachhefte. Heft 10. Measuring Practice. 8°. 32 S. 31 Abb. Berlin 1934. VDI-Verlag. RM 1.50.

In seiner-Heftserie „Bildwort-Englisch“ hat der VDI-Verlag ein 10. Heft „Measuring Practice“ herausgegeben. Die Aufgabe, dem jungen Ingenieur das Verständnis englischer Fachliteratur zu erleichtern, ihm die Aneignung der fremdsprachlichen Fachausdrücke zu ermöglichen, ist auch hier wieder, wie schon in den früheren Heften, glänzend gelöst worden. Die ausgewählten Texte behandeln die Messung von Druck, Zeit und Geschwindigkeit, Mengen, Arbeit und Kraft, Temperatur, ferner

Kalorimetrie und Gasanalyse. Das Wörterverzeichnis könnte vielleicht bei einer neuen Auflage noch vermehrt werden. Die Umrechnungstabelle englischer Einheiten ins deutsche (technische) System am Ende des Heftes wird manchem ein gutes Hilfsmittel sein. A. Naumann.

W. Biltz, Raumchemie der festen Stoffe. 338 S. 54 Abb. im Text und einer Tabellen-Beilage. Leipzig 1934. L. Voß. Geh. RM 22.50, geb. RM 24.—.

Die im Institut für anorganische Chemie an der Technischen Hochschule Hannover unter Leitung von W. Biltz ausgeführten Arbeiten über „Molekular- und Atomvolumina" werden seit einer Reihe von Jahren in der „Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie" veröffentlicht. Die Arbeiten und ihre wertvollen Ergebnisse haben inzwischen einen derartigen Umfang angenommen, daß es sich als notwendig erwiesen hat, die 44. Mitteilung in dieser Reihe in Buchform herauszugeben unter dem Titel: „Raumchemie der festen Stoffe."

In diesem vorliegenden Werk steht der sogenannte „Volumsatz" zur Diskussion: „Die Raumbeanspruchung eines festen Stoffes läßt sich angenähert als Summe einzelner Inkremente darstellen, die in sinngemäßer Beziehung zum Zustande der Einzelpartikel stehen."

Allen diesen raumchemischen Untersuchungen müssen zunächst genaue Dichtebestimmungen zugrunde gelegt werden. Der erste Teil des Werkes befaßt sich somit mit einer kritischen Durchsicht des vorhandenen Materials und mit Neubestimmungen seitens der hannoverschen Schule. In sehr übersichtlicher Tabellenanordnung ist jedes Gebiet der anorganischen Chemie, von den Elementen bis zu den kompliziertesten Verbindungen, abgehandelt. Somit stellt der erste Teil des Werkes zur Zeit das beste Nachschlagewerk für Dichtemessungen der Elemente und der anorganischen Verbindungen dar und ist aus diesem Grunde nicht zu entbehren.

Der zweite Teil befaßt sich mit der allgemeinen Raumchemie fester Stoffe und der dritte Teil mit der speziellen Raumchemie einiger fester Stoffe.

Unabhängig von der Kristallstruktur wird die Raumbeanspruchung in Abhängigkeit von Feldwirkungen, Packungseffekten u. a. untersucht. Besonders ausführlich werden die Rauminkremente der Elemente in ihren Verbindungen behandelt; und die folgenden Kapitel des zweiten Teiles über Gleichräumigkeit, morphologe Reihen mit einem „Theorem der bevorzugten Volumina" und über Volumen- und Radienadditivität werden vermutlich bei der weiteren Erforschung der Raumchemie besonders erfolgreich bearbeitet werden.

Der dritte Teil befaßt sich mit einigen speziellen raumchemischen Effekten, und zwar bei tief siedenden Molekülaggregaten, organischen Stoffen, bei gewissen Sauerstoff- und Fluorverbindungen und schließlich Komplexverbindungen.

Ungeheures Material ist in diesem Buch mit einer der Biltzschen Schule eigenen Gründlichkeit behandelt worden, so daß sich dem Leser schon bei einer flüchtigen Durchsicht des sehr gut ausgestatteten Werkes viele neue Probleme auf diesem reizvollen aussichtsreichen Gebiete aufdrängen werden. H. Carlsohn.

E. Brüche und O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik. Gr.-8°. XII und 332 S. Mit einem Titelbild und 403 Abb. Berlin 1934. Julius Springer. Brosch. RM 26.—, gebunden RM 28.50.

Dieses aus dem Forschungslaboratorium der AEG. hervorgegangene prächtige Werk stellt ein Anschauungsbeispiel für die gegenseitige Befruchtung von „reiner" und angewandter Physik dar. Wenn auch für ein Industrielaboratorium der schließliche wirtschaftliche Nutzen der Ergebnisse richtungweisend sein muß, so steht das Buch wissenschaftlich auf einem so hohen Niveau, daß mancher „reiner" Physiker neiderfüllt zu ihm aufblicken mag. Wenn aber ein für die Praxis arbeitendes Institut so breit angelegte, scheinbar ganz abstrakte Untersuchungen machen läßt, so ist damit am besten die Ansicht von der Überflüssigkeit der Wissenschaft für den Daseinskampf widerlegt. Der reichliche Gebrauch der modernen Theorie zeigt auch, daß dem wahren Praktiker ein Mann, der eine Differentialgleichung lösen kann, noch nicht der experimentellen Unfähigkeit verdächtig erscheint.

Wenn auch schon lange bei Ablenkungsversuchen von Korpuskularstrahlen mit Fokussierungsmethoden gearbeitet wird und auch gelegentlich optische Ausdrücke verwandt wurden, so sah man in dieser Analogie nicht mehr als eine gedankliche Spielerei. Daß die Analogie aber mehr als das ist, beweist das vorliegende Buch sehr eindringlich. Die Kenntnis der abbildenden Elemente, ihrer Fehler und Korrektionsmöglichkeiten ist für viele Anordnungen genau so notwendig wie die Kenntnis der Linsenfehler in der Optik. Diese Elemente werden zunächst theoretisch behandelt und dann in der experimentellen Realisierung besprochen. Mit einemmal wird einem z. B. die überraschende Erscheinung der Fadenstrahlen in gasgefüllten Röhren verständlich. Von den praktischen Ausführungen werden eingehend behandelt die Braunsche Röhre (Fernsehen!), das Elektronenmikroskop (Untersuchung der Oberfläche emittierender Kathoden!) und der Spektograph (Isotopenforschung!). Daß in einigen Fällen das Elektronenmikroskop bereits die Auflösung, die optisch möglich ist, erreicht, wenn nicht überschritten hat, wird gezeigt. Besonders erfreulich ist, daß, entsprechend seinem Ursprung aus der Praxis, das Buch am Schluß eine Diskussion der Vorzeichenfragen und der numerischen Handhabung der Formeln bringt. Gerade dieser letzte Schritt, der Übergang zum experimentellen Resultat, wird bei Gebrauch vieler Bücher, deren Verfasser sich um diese oft sehr unangenehme Arbeit gedrückt haben, nicht leicht gemacht, und so ist das Buch auch in diesem Punkt mustergültig. Es wird bald jedem, der mit Elektronenstrahlen und Gasentladungen arbeitet, aber auch dem Metallographen ein unentbehrliches Hilfsmittel bei seinen Arbeiten sein. Joos.

F. Ephraim, Anorganische Chemie, 5. Aufl. Gr.-8°. XII und 840 S. Mit 88 Abb. und 5 Tafeln. Dresden 1934. Th. Steinkopff. Geb. RM 18.—.

Das bekannte Lehrbuch der anorganischen Chemie stellt etwas Besonderes dar. Ebenso wie in dem Lehrbuch der organischen Chemie von

J. v. Braun (S. Hirzel, Leipzig) wird ein großes Gebiet der Chemie im „Querschnitt" gebracht. Wie aus und für sich schon aus der beachtlich hohen Auflagenzahl ersehen werden kann, hat sich eine derartige Behandlung des Stoffes bewährt. Der Studierende der Chemie oder überhaupt der Naturwissenschaftler lernt die Chemie von einer anderen Seite her kennen. Dadurch wird erreicht, daß ihm viele, in anderen Lehrbüchern bisher ohne ersichtlichen Zusammenhang gebrachte Tatsachen nunmehr als zusammengehörig erscheinen. Er bekommt Anregungen — kurz: er erweitert und vertieft seine chemischen Kenntnisse.

Die vorliegende Auflage ist auf den neuesten Stand der Wissenschaft gebracht, „ohne dabei zu physikalisch-chemisch zu werden".

Es kann nicht genug betont werden, daß der Chemiestudent ein derartiges Werk neben den bekannten Lehrbüchern der anorganischen Chemie wie Hofmann, Remy, Riesenfeld u. a. besitzen muß. H. Carlsohn.

W. Grotrian und A. Kopff, Zur Erforschung des Weltalls. Acht Vorträge über Probleme der Astronomie und Astrophysik von P. ten Bruggencate, E. F. Freundlich, W. Grotrian, H. Kienle, A. Kopff. 8°. 10 und 286 S. Mit 153 Abbildungen. Berlin 1934. Jul. Springer. Brosch. RM 18.—, geb. RM 19.80.

Diese nunmehr durch den Druck veröffentlichten Vorträge waren veranstaltet worden vom Elektrotechnischen Verein in Berlin in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule in Berlin. Naturgemäß mußten sie für die Buchform etwas erweitert und umgestaltet werden, haben aber im Durchschnitt das Niveau behalten, für physikalisch-technisch vorgebildete Leser verständlich zu bleiben. Um das Gesamturteil vorwegzunehmen, muß man sagen, wir haben hier ein eigentlich restlos erfreuliches Buch vor uns. Erfreulich vor allem deshalb, weil bei allem Herangehen an letzte Forschungsergebnisse doch immer die kritische Haltung die Darstellung beherrscht. Alle Vortragenden stehen in der Front der Forschung selbst, kennen den vorübergehenden Wert so mancher Ansicht und sagen dies auch, wodurch das Buch außerordentlich viel wertvoller ist als ein anderes kürzlich hier besprochenes, bei dem doch zu sehr die Zahlenakrobatik vorherrschte. Ich möchte es vor allem jedem Physiker zur Lektüre empfehlen angesichts der ständig wachsenden Verflechtung der Arbeitsgebiete des Astronomen und des Physikers.

Im ersten Vortrage berichtet Herr Kopff über die Bedeutung astrometrischer Methoden für die heutige Astronomie. Durch das Emporblühen der Astrophysik war die Astrometrie in Gefahr, zurückgedrängt zu werden, doch sieht man heute mehr als vor 10—20 Jahren ihre unbedingte Notwendigkeit. Der Vortrag schildert vornehmlich die Arbeit am Meridiankreis und photographischen Refraktor und die Wünsche, die heute zur Steigerung der Beobachtungsgenauigkeit nach der technischen Seite hin vorliegen. Der zweite Vortrag von Herrn Kienle in Göttingen gilt den physikalischen Zustandsgrößen der Sterne. Helligkeit, Größe, Temperatur, Masse, Dichte, Durchmesser usw. werden besprochen, kritisch die Beobachtungsverfahren dargestellt nebst ihren Ergebnissen. Im dritten Vortrag berichtet wieder Herr Kienle über den inneren Aufbau der Sterne. Im Vordergrunde stehen hier selbstverständlich die Arbeiten von Eddington, seinen Vorgängern und Nachfolgern. Naturgemäß ist dieses Kapitel das am stärksten theoretische des ganzen Buches, aber gerade hier zeigt sich eine gesunde Kritik, etwa in der Äußerung, daß das Eddingtonsche Masse-Leuchtkraftgesetz in gewisser Art doch nur eine hochgradige Interpolationsformel darstellt. Auch über die äußeren Schichten berichtet uns Kienle: Das Strahlungsgleichgewicht einer Sternatmosphäre und die qualitative Theorie der Sternspektren werden kurz behandelt. Der vierte Vortrag von Herrn Grotrian in Potsdam über die Sonne ist wohl trotz nur 70 Seiten Umfang mit die beste Darstellung unseres Wissens über unseren Zentralkörper, die mir bekannt ist. Eine ausgedehntere Inhaltsangabe würde zu weit führen. Der fünfte und sechste Vortrag von Herrn Freundlich über den Aufbau des Sternsystems sind wohl die „gemeinverständlichsten" des ganzen Buches. Zunächst werden die Abstände und die Verteilung der Himmelskörper besprochen, als Ergebnisse der klassischen und der späteren Stellarstatistik, während der andere Vortrag die kinematischen und dynamischen Verhältnisse im Weltraum behandelt. Neben Fragen von Strömungen und Rotation im Milchstraßensystem kommt das kosmologische Problem zur Besprechung, das Auseinanderstreben der Spiralnebel und seine theoretische Deutung. Erfreulicherweise ist die Beurteilung der Verhältnisse ganz wesentlich zurückhaltender, als es übereifrige Anhänger der Relativitätstheorie sonst gerne tun. Im siebenten Vortrag schildert Herr Grotrian die besonderen Leuchtvorgänge im Weltraum. Es werden hier eine Reihe interessanter Ausnahmezustände immerhin sehr verschiedener Art, die die Materie im Kosmos erfahren kann, zusammengestellt. Einmal die chaotischen und planetarischen Nebelflecken, dann die neuen Sterne, schließlich die dunklen Wolken in der Milchstraße und die sonstige interstellare Materie. Das Thema des achten Vortrags von Herrn ten Bruggencate heißt „Die Entwicklung der Sterne". Hier ist zusammengestellt das, was die heutige Forschung schon Positives zur Kosmogenie sagen kann, andererseits sind die Grenzen unseres Wissens gezeigt.

So ist alles in allem das Buch ein erfreulicher Querschnitt durch den heutigen Zustand der Astronomie, das, wie bereits gesagt, jedem Physiker viel zu bieten hat. J. Hopmann.

R. Pozděna, Meter und Kilogramm. Mathematisch-Physikalische Bibliothek. Reihe I. Bd. 76. Kl.-8°. IV und 45 S. Mit 15 Fig. Leipzig 1934. B. G. Teubner. RM 1.20.

Der Verfasser gibt eine sehr ausführliche, allgemeinverständliche Darstellung der Entstehung, Entwicklung und Sicherung unseres metrischen Systems. Er schildert die verschiedenen Versuche zur Festlegung eines allgemein anerkannten Maßsystems und die Schwierigkeiten, die sich dem entgegenstellten, bis zur Auswertung unseres Meters in Wellenlängen des Lichtes.

Das Buch gibt dem Physiker eine interessante geschichtliche Ergänzung seines Wissens, dem Nichtphysiker kann es — ohne Vorkenntnisse — einen Begriff von der schwierigen Arbeit vermitteln, die zur Definition unserer täglichen Meßhilfsmittel notwendig war und ist. A. Naumann.

NACHRICHTEN.

Isotopenisolierung durch Diffusion. In einer am 14. Dezember im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule in Charlottenburg abgehaltenen gemeinsamen Sitzung der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik berichtete Prof. Dr. G. Hertz über seine neuesten Versuche zur Trennung von Isotopengemischen durch Diffusion im strömenden Quecksilberdampf. Diese wesentlich bessere Methode ist an die Stelle der früheren getreten, bei der das Isotopengemisch im Kreislauf durch ein poröses Tonrohr geschickt und die stärker durch die Wand hindurch diffundierende, leichtere Komponente in einem herumgelegten, evakuierten Rohr abgefangen wurde, um unmittelbar danach stufenweise in weitere solche Kreisprozesse hineingesandt zu werden. Auf diese Weise war es z. B. möglich gewesen, die Neonisotope weitgehend voneinander zu trennen. Die große Oberfläche der Tonrohre hatte jedoch eine starke Absorption der Gase im Gefolge gehabt. Bei dem neuen Verfahren erfolgt die Diffusion durch einen Quecksilberdampfschleier hindurch, den die den Kreislauf besorgende Quecksilberpumpe selber dank einer sinnreichen Umkonstruktion erzeugt. Wieder (wie bereits beim Tonrohr) wird das Prinzip der mehrfachen Hintereinanderschaltung dieser Trennungsvorrichtung angewendet. In einem vorgeführten Demonstrationsversuch wurde ein aus gleichen Teilen bestehendes Neon-Helium-Gemisch durch sechs solche in Serienschaltung befindliche, eine stufenweise Änderung des Konzentrationsverhältnisses bewirkenden Apparaturen in wenigen Minuten bis zur spektralen Reinheit in seine Komponenten zerlegt. Mit zwölf derartigen Einheiten konnten in etwa dreiviertel Stunden die beiden Neonisotope isoliert werden. Für die Wasserstoffisotope hingegen lägen die Verhältnisse nicht so günstig. Der Vortragende gab aber der Hoffnung Ausdruck, daß er auch hier durch Hintereinanderschaltung von 48 Einzelapparaten binnen kurzem zum Ziele kommen werde.

Gesundheitsschädigung durch „Erdstrahlen"? In einer kürzlich abgehaltenen Sitzung der „Berliner Medizinischen Gesellschaft" wurde die gegenwärtig wieder einmal aktuelle Frage behandelt, ob die geheimnisvollen sog. „Erdstrahlen" überhaupt existieren und ob sie insbesondere unter anderem Krebs erzeugen können. Prof. Dr. W. Friedrich vom Strahlenforschungsinstitut der Universität Berlin betonte, daß das Vorhandensein dieser Erdstrahlen bisher ganz allein durch die Wünschelrute bezeugt wird, die jedoch wegen ihrer zahllosen Fehlerquellen ein sehr fragwürdiges Beweismittel sei. Er fällte ein vernichtendes Urteil über die zahlreichen zur „Abschirmung" der Erdstrahlen angebotenen Apparate, die vom physikalischen Standpunkte aus sinnlos seien. Prof. Dr. Behr von der Preußischen Geologischen Landesanstalt führte aus, daß auch auf Grund der geologischen Tatsachen die Behauptung der Rutengänger völlig haltlos sei, daß aus dem Grundwasser an bestimmten Stellen, die nur sie angeben können, krankheitserzeugende Strahlen unbekannter Natur ausgehen.

Siemens-Ring-Feier 1934. Die diesjährige Feier der Siemens-Ring-Stiftung fand am 13. Dezember als dem Geburtstage von Werner v. Siemens im Werner-Siemens-Haus in Charlottenburg statt. Die höchste Auszeichnung der Stiftung, der Siemens-Ring, der für hervorragende Leistungen sowohl auf dem Gebiete der Technik selbst als auch auf dem Gebiete der ihr zugrunde liegenden Wissenschaften verliehen werden kann, wenn im letzteren Falle der Technik neue Anwendungsmöglichkeiten erschlossen worden sind, wurde diesmal an Prof. Dr. Wolfgang Gaede-Karlsruhe als Anerkennung für sein bahnbrechendes Vorgehen in der Entwicklung der Luftpumpentechnik übergeben.

Prof. Dr. Plotnikow, der bekannte Strahlungsforscher aus Zagreb, hielt am 17. Dezember 1934 in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Berlin einen Gastvortrag über die neue longitudinale Lichtstreuung.

Habilitiert: An der Universität München Dr. Wilhelm Franke für Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Würzburg Dr. Gustav Wagner zum a. o. Professor ebenda, Dr. René Gilbert zum ord. Professor der Radiologie an der Universität Genf, der a. o. Professor an der Universität Breslau Dr. Hermann Senftleben zum ord. Professor der Physik an der Universität Münster, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Wilhelm Hort zum ord. Professor für Mechanische Schwingungslehre und Maschinendynamik ebenda, der Privatdozent an der Universität Hamburg Dr. Emanuel Sperner zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Königsberg.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität München Geh. Hofrat Dr. Alfred Pringsheim, der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule München Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm Manchot, der ord. Professor der Chemie an der Universität Halle Geh. Regierungsrat Dr. Daniel Vorländer.

Gestorben: Der Associate Professor für chemische Technologie insbesondere Erdölindustrie an der Northwestern University in Chicago-Evanston Dr. Erich Gebauer-Fülnegg, der frühere Professor der Chemie der Johns Hopkins University in Baltimore Dr. Edw. Renouf in Bermuda.

Angebote.

Physiker

(Doktor oder Dipl.-Ing.)

für haushalttechnische Prüfungs- und Versuchstätigkeit gesucht. Vielseitige meßtechnische Kenntnisse Bedingung, elektro-akustische erwünscht. Anfangsgehalt monatlich RM 200.—. Zusätzliches Einkommen durch Veröffentlichungen aus dem Institut. Angebote unter S. H. 54 an den Verlag erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
DA. IV. Vj. 1934: 1500. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.